ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 16 MAI 1949.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES JACOB.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

BOTANIQUE. — *La cause initiale des mutations vriesiennes d'après des observations récentes faites sur des* Œnothera *et des* Cymbalaria. Note (*) de M. **Auguste Chevalier.**

On donne le nom de *mutations vriesiennes* aux formes nouvelles, de caractère spécifique, apparues brusquement et totalement héréditaires dans la descendance d'une espèce ayant atteint la phase de mutabilité. De Vries opéra sur une plante nommée par lui *Œnothera lamarkiana* rencontrée à l'état subspontané dans les champs près d'Amsterdam; elle était originaire d'Amérique du Nord, on ne l'a pas retrouvée à l'état sauvage. Dès le début de ses expériences, De Vries obtint sept espèces nouvelles. Suivant ses propres indications (¹) : les espèces nouvelles se montrent subitement sans intermédiaire, ni préliminaire..., « les nouveaux caractères apparaissent sans direction aucune comme le veut le grand principe darwinien de l'évolution. Ils comprennent tous les organes et les font changer dans tous les sens; ils sont tantôt nuisibles, tantôt indifférents, tantôt probablement avantageux pour leurs porteurs. La plupart des formes décrites sont plus faibles ou plus fragiles que le *Œ. lamarckiana* ». Depuis cinquante ans de nombreux naturalistes ont étudié les *Œnothera* en mutation de De Vries. La plante qui a servi de point de départ à ces recherches n'est probablement pas *Œ. lamarckiana* (Sér.) A. P. DC (1828), *Œ. grandiflora* Lamk. (non Ait.), comme l'a montré l'examen du type de Lamarck fait par B. M. Davis, lequel est très voisin, sinon identique de *Œ. suaveolens* Desf. du Jardin des Plantes de Paris.

Pour éviter toute confusion, la plante de De Vries a été nommée *Œ. neola-*

(*) Séance du 9 mai 1949.

(¹) *Comptes rendus*, 131, 1900, p. 361-363.

marckiana Hégi. Cette plante n'est pas connue à l'état spontané en Amérique; c'est probablement déjà une mutation ou un hybride; elle figure depuis près de



Cymbalaria toutoni et les anomalies florales qu'il présentait dans les cultures du Muséum de Paris en 1942-44. — 1. Rameau portant une fleur normale. — 2, 3, 4, 5. Fleurs anormales diverses. — 6. Corolle ouverte et étalée d'une fleur anormale montrant les pétales et l'androcée, — 7. Fleur anormale exclusivement femelle. — 8. Androcée d'une fleur anormale. — 9 et 10. Éperon, étamines avortées et pétales d'une fleur anormale. — 11. Fleur après la chute de la corolle. Dessin sur le vif.

80 ans sur les catalogues des marchands grainiers comme plante ornementale. La forme que De Vries observa dans les champs vers 1886, de son aveu même, n'était pas normale. Elle présentait des formes tératologiques nombreuses :

fasciations de tiges, feuilles se présentant sous forme de gobelets ou d'ascidies : la plupart des descendants de ces formes anormales étaient atteints de chlorose, et mouraient à l'état juvénile ou s'étiolaient. C'est même pour ces raisons qu'il mit en culture cet *Œnothera*. En 1911, un élève de De Vries ([2]) découvrit que l'une des mutations les plus remarquables, *Œ. nanella*, forme naine et chétive quoique à grandes fleurs, avait toutes ses parties envahies par une Bactériacée et la zooglée de la Bactérie persistait dans le corps des descendants. La Bactérie se transmettait donc aux descendants par les graines. De Vries reconnut lui-même que cette morphose était en réalité une bactériose. Les autres espèces obtenues par mutation ne présentaient pas de parasitisme, mais on peut se demander aujourd'hui si toutes les mutations n'ont pas été provoquées par le parasitisme dont étaient atteints les *Œnothera* de Hollande.

Cependant, par la suite, les variations discontinues de *Œ. néolamarckiana* furent attribuées à la nature hybride de cette plante. En réalité, comme l'a montré O. Renner, les Œnothères du groupe *Onagra* ont une complexité chromosomique héréditaire très spéciale, mais cela n'exclut pas l'intervention dans la variation de virus sécrétés par des Bactériacées ou même de viroses mutantes provoquant des changements héréditaires et amenant des variations différentes de celles que fait naître la disjonction mendélienne. Un peuplement d'*Œnothera biennis* que nous suivons en culture depuis quelques années nous montre aussi des anomalies foliaires qui témoignent que la plupart de ces plantes sont atteintes par une virose.

La mutation que nous suivons depuis quelques années du *Cymbalaria toutoni* issu du *C. muralis* nous confirme dans ces vues. Nous avons montré l'origine et les caractères de l'espèce nouvelle ([3]) et nous complétons ici la description. Pendant les premières années de l'apparition de la mutation, *C. toutoni* a présenté de nombreuses anomalies florales comme le montre le dessin ci-joint dû à Mlle M. Vesque; puis après quelques années ces états tératologiques ou tératomes sont devenus très rares comme si le virus était moins actif et tendait vers un état d'équilibre, bien que l'espèce apparue garde les caractères spécifiques qui la différencient du *C. muralis* persistent et témoignent qu'elle constitue une espèce linnéenne de premier ordre, intégralement héréditaire par les graines fertiles; elle se bouture facilement et ne nous a, jusqu'à présent, donné aucune variation de bourgeon héréditaire. Ses caractères spécifiques sont : des feuilles profondément trilobées, cunéiformes à la base. Enfin fleurs et fruits ainsi que plantules se différencient complètement de *C. muralis* bien que ne présentant plus que rarement des anomalies. Tous les descendants, jusqu'à la génération actuelle se ressemblent entre eux. La plante mutée est bien héréditaire et tout milite pour en faire une bonne espèce.

([2]) H. H. ZEIJSTRA, *Biol. Centralbl.*, Bd 31, n° 6, p. 129-138.

([3]) AUG. CHEVALIER, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1077 et 1167.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Papilionacées. Développement de l'embryon chez le* Galega officinalis *L.* Note de M. **René Souèges**.

Il paraît à peu près certain que l'étude de la famille des Papilionacées va permettre de découvrir dans les processus de construction de l'embryon proprement dit, des variations comparables, par leur étendue, à celles que L. Guignard ([1]) a naguère constatées dans le mode de développement du suspenseur. Les lois de l'embryogenèse, chez le *Galega officinalis*, seul représentant de la tribu des Astragalées qui ait été jusqu'ici examiné, fort nettes et d'une détermination assez aisée, n'ont été observées chez aucune autre espèce de la famille. Elles offrent, par contre, des analogies profondes avec celles qui ont servi à établir le type embryonomique auquel se rattachent le *Drosera rotundifolia* L. ([2]) et l'*Actinidia chinensis* Planch. ([3]). Ce rapprochement assez inattendu confirme pleinement l'idée qui s'est dégagée de mes premières recherches sur les Légumineuses, à savoir, que cette vaste alliance n'apparaît nullement comme un groupe embryogénique homogène, le grand nombre d'espèces qui la composent possédant sans aucun doute des origines phylétiques fort diverses ([4]).

La cellule apicale et la cellule basale du proembryon bicellulaire (*fig.* 1), se divisant transversalement, engendrent une tétrade *première* linéaire de la catégorie C_2, dont les deux éléments inférieurs, *m* et *ci*, par segmentations transversales suivies plus tard, dans les portions distales, de segmentations longitudinales assez bien orientées, contribuent à la formation de la partie inférieure d'un suspenseur d'assez grande taille (*fig.* 12, 16). Le stade tétrade correspond à une période de forte croissance du proembryon comme le démontrent les figures 3, 4 et 6. Le proembryon, en 8, est dévenu hexacellulaire par division des deux cellules inférieures de la tétrade.

Le blastomère *cd* (*fig.* 3 à 8) se partage, par une cloison transversale, en deux éléments superposés *h* et *h'* (*fig.* 9 à 12); peu après, *cc* se segmente de même pour engendrer les deux éléments *ce* et *cf* (*fig.* 10, 11, 12). Il se constitue, de la sorte, une tétrade *seconde* de la catégorie C_2 aux dépens de la cellule apicale; les quatre éléments de cette tétrade correspondent à quatre étages fondamentaux du proembryon.

L'élément *h'* de l'étage inférieur se divise généralement avant les deux autres; il produit par segmentations verticales méridiennes deux (*fig.* 13, 14, 18, 19) puis quatre cellules circumaxiales (*fig.* 16, 17), qui, plus tard, se cloisonnent transversalement (*fig.* 20, 22). Les divisions transversales peuvent précéder les segmentations longitudinales (*fig.* 20) et quelquefois les unes et les autres se montrent assez irrégulières (*fig.* 15). Quoi qu'il en soit, l'étage *h'* donne seulement naissance à la partie supérieure du suspenseur et ne participe nullement à la construction de l'embryon ou de la plante (*fig.* 36).

([1]) *Annales Sc. nat. Bot.*, 9e série, 12, 1881.

([2]) R. Souèges, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1457. *Titres et Travaux*, 2e *notice*, 1937, p. 20.

([3]) R. Souèges, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 430.

([4]) R. Souèges, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 76, 1929, p. 539.

L'élément *h* produit de même quatre cellules circumaxiales (*fig.* 14, 15, 16, 22), qui, à leur tour, se segmentent transversalement (*fig.* 24 à 28) et engendrent, après de nouvelles divisions transversales et longitudinales, le massif hypophysaire (*fig.* 30 à 36). Quelquefois, dans l'élément *h*, le premier cloisonnement est nettement transversal (*fig.* 18).

Le blastomère subterminal *cf* procède de même par divisions, d'abord verticales méridiennes (*fig.* 14, 16 à 20), puis transversales (*fig.* 23 à 28). Comme le montrent les figures 29 à 34, par de nouvelles parois verticales et transversales, se constitue, aux dépens de *cf*, toute la région du corps correspondant à la partie hypocotylée.



Fig. 1 à 36. — *Galega officinalis* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca*, cellule apicale du proembryon bicellulaire; *cb*, cellule basale ou partie inférieure du suspenseur; *m* et *ci*, cellules-filles de *cb*; *cc* et *cd*, cellules-filles de *ca*; *ce*, cellule-fille supérieure de *cc* ou partie cotylée *sensu lato*; *cf*, cellule-fille inférieure de *cc* ou partie hypocotylée; *h*, cellule-fille supérieure de *cd* ou hypophyse; *h'*, cellule-fille inférieure de *cd* ou partie supérieure du suspenseur; *pe*, périblème; *pl*, plérome. En 36, aspect général de l'embryon d'où est tiré le détail de la figure 35. G = 230; 170 pour les figures 32 à 35.

Le blastomère terminal *ce*, comme les trois précédents, donne deux, puis quatre cellules circumaxiales (*fig.* 17, 19, 21). La première cloison, parfois plus ou moins oblique (*fig.* 18), amène la segmentation transversale de la plus grande des deux cellules engendrées et une disposition tétraédrique des quatre éléments du sommet du proembryon (*fig.* 22). Ces quatre éléments, de toute manière, donnent deux étages (*fig.* 23, 24) de quatre nouveaux éléments qui concourent à la formation de la partie cotylée *sensu lato*; on ne peut dire si les quatre éléments du haut produisent seulement un groupe épiphysaire et les quatre éléments placés au-dessous la partie cotylée *sensu stricto*. Les figures 25 à 29 permettent d'assister aux premiers cloisonnements dans les huit blastomères tirant origine du blastomère premordial *ce*. La figure 35 montre l'état de différenciation des tissus fondamentaux à l'extrémité radiculaire au moment de la naissance des cotylédons; le périblème et plérome paraissent déjà assez distinctement séparés.

Si l'on compare le tableau récapitulatif des lois du développement que l'on

peut dresser, au sujet du *Galega officinalis*, à la suite de ces observations, avec ceux que l'on peut établir au sujet du *Drosera rotundifolia* et de l'*Actinidia chinensis*, on constate que, dans les trois cas : 1° la cellule basale ne contribue nullement à la construction de l'embryon proprement dit; 2° il se forme une tétrade *seconde* linéaire de la catégorie C_2; 3° les destinées des deux éléments supérieurs de cette tétrade, *ce* (ou *l*) et *cf* (ou *l'*), sont les mêmes. Des différences, dont on pourrait discuter l'importance, sont à noter : chez le *Drosera*, *h* produit les initiales de l'écorce de la racine et *h'* le primordium de la coiffe; chez l'*Actinidia*, comme chez le *Galega*, *h* engendre une hypophyse véritable, c'est-à-dire les initiales de l'écorce à l'extrémité radiculaire et la région centrale de la coiffe, et *h'* une portion du suspenseur.

Étant données les destinées semblables, dans les trois cas, de la cellule basale et de la cellule *cd*, fille-inférieure de la cellule apicale, étant donnés d'autre part la formation, par des processus identiques, d'une tétrade *seconde* linéaire de la catégorie C_2 et le cloisonnement vertical des deux éléments supérieurs de cette tétrade, les trois espèces prennent nécessairement place dans la deuxième grande division du système périodique et se rattachent, dans cette deuxième période, au mégarchétype IV du même groupe embryogénique.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Expériences sur la latence à la germination observée chez des grains de blé semés en pleine terre immédiatement après la récolte et ensuite à intervalles de temps réguliers, pendant trois mois.* Note (*) de MM. **Henri Devaux** et **Jean Sechet**.

A la suite de son observation de 1926 sur le Blé ([1]), l'un des auteurs de la présente Note entreprit des recherches de laboratoire pendant les années 1926 à 1928. Ces recherches aboutirent à confirmer nettement la variabilité singulière de la germination du Blé, mais en montrant que cette variabilité, très marquée au début, allait en s'atténuant à mesure que l'époque des semis s'éloignait de la moisson. Du reste, ces expériences furent troublées par des phénomènes secondaires, ce qui porta l'auteur à penser qu'il serait préférable de faire les semis en pleine terre avec des soins très particuliers. Ce n'est qu'en 1948 qu'il put réaliser son désir en s'adjoignant un collaborateur.

Les essais portèrent sur des grains récoltés à maturité au Jardin Botanique de Bordeaux, le 14 juillet 1948, variété Vilmorin 27. Ces grains ont été semés à Talence (Gironde) aussitôt la récolte et ensuite à intervalles réguliers d'une semaine environ. Chaque lot comprenait environ 100 grains semés en ligne, dans un petit sillon de 2 à 3^{cm} de profondeur et régulièrement espacés de 3^{cm}.

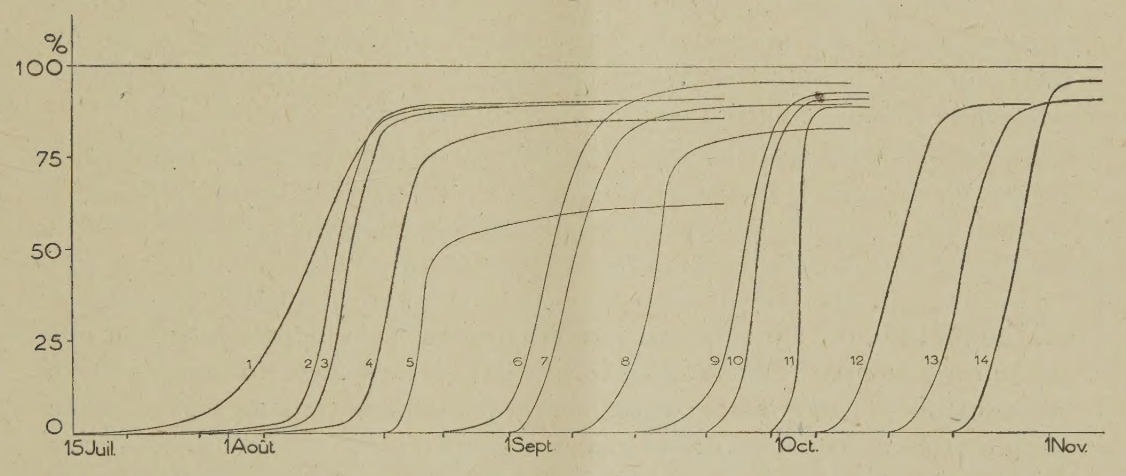
(*) Séance du 9 mai 1949.

([1]) H. Devaux, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 115.

L'emplacement de chaque grain était repéré par un témoin, un petit morceau de bois, enfoncé dans le sol. Au moment où, les grains ayant germé, les premières feuilles sortaient de terre, un bâton était enfoncé à l'opposé du grain par rapport au premier témoin, de sorte qu'on ne risquait pas de faire de confusions quant au nombre de grains germés dans l'intervalle de deux visites.

Les conditions d'humidité étaient maintenues aussi convenables que possible par des arrosages abondants et fréquents.

Un total de 14 semis différents a été effectué du 15 juillet au 20 octobre. Leurs résultats détaillés sont résumés dans les courbes ci-jointes qui donnent le pourcentage des germinations en fonction du temps.



Pourcentages des germinations du Blé relativement au temps, observés sur 14 semis faits du 15 juillet au 30 septembre 1948. L'essai n° 5 a été troublé, vers le 25 août, par une dépradation accidentelle (oiseaux ?).

La conclusion la plus importante de ces essais de semis de grains de Blé, à différents moments, est que *la durée de germination des grains d'un même lot est toujours très inégale, spécialement pour les semis faits très tôt après la récolte*. Cette conclusion, tirée d'expériences faites en pleine terre, confirme l'observation initiale de 1926, obtenue sur des grains gonflés et simplement maintenus à l'humidité.

Mais nos observations actuelles montrent de plus :

1° que *la durée de la germination diminue de plus en plus à mesure que l'on s'adresse à des grains plus âgés*, c'est-à-dire que la maturité germinative s'améliore à mesure qu'on s'éloigne de la date de la récolte. Cette durée totale a été de 41 jours pour les grains semés le 15 juillet, soit le lendemain de la récolte (1re courbe). Elle n'était plus que de 7 jours pour les grains semés le 30 septembre, soit 2 mois et demi après la récolte (11e courbe).

2° Mais la faculté germinative ne varie pas seulement avec l'âge des semences, elle varie aussi entre les grains d'un même semis, comme cela s'était manifesté

dans les observations de 1926 à 1928. En pleine terre, le phénomène s'est manifesté à son maximum dans le premier essai, celui du semis du 15 juillet. Au 3 août, soit après 18 jours de mise en terre, il n'y avait encore que 14 grains germés, tandis qu'au 18 août, quinze jours plus tard, il y en avait 88, puis 7 jours après 89 seulement et rien au delà. La forme en S de la courbe traduit ces variations. Celles-ci se répètent sur les autres courbes mais avec des durées moindres, ce qui démontre l'existence constante et générale de trois périodes distinctes dans la germination du Blé. Examinons ces trois périodes :

a. Au début, aussitôt la mise en terre, il y a une période préparatoire qu'on peut qualifier de période d'attente avec germinations tardives et rares, la plupart des grains restant en terre comme endormis, quoique gonflés d'eau dès le début. Cette période est traduite par la portion initiale de chaque courbe, laquelle est presque horizontale. L'influence abréviatrice de l'âge se fait du reste sentir sur la longueur de cette période de germination, cette longueur passant de 18 jours au début pour arriver à 3 jours après 2 mois et demi.

b. Vient ensuite la grande période germinative, caractérisée par des germinations nombreuses et traduite par la portion quasi verticale des courbes. Mais ici aussi il y a une influence de l'âge, cette période atteignant 23 jours environ pour l'essai n° 1 et se réduisant à 5 jours pour l'essai n° 11.

c. Toutefois, les germinations ne s'effectuent pas en totalité pendant la grande période, il y a des départs retardés prolongeant chaque courbe par une portion très oblique de plus en plus voisine de l'horizontale et due à une paresse remarquable à la germination de certains grains pourtant ensemencés en même temps que les autres. C'est le phénomène observé en août 1926 où, sur 11 grains d'un même épi, il y eut un échelonnement prolongé des germinations, la dernière ne s'étant effectuée qu'au bout de 40 jours.

Mais ici une différence apparaît. Tandis que dans l'expérience du 26 août 1926, la totalité des semences entrèrent finalement en germination, dans les expériences actuelles, une portion des grains refusèrent définitivement de germer. C'est ce que témoigne nettement l'allure finale des courbes, elles tendent à l'horizontalité au lieu de se diriger vers le maximum de 100 % : il y a eu certainement une mortification finale de quelques grains. Cette mortification est, du reste, très irrégulière, elle est due à un phénomène extérieur, à un accident malheureusement fréquent qui mérite une étude spéciale car il vient entacher, dans tous les laboratoires, les essais de détermination du pouvoir germinatif.

Notons aussi en terminant que, si les courbes des essais 12, 13, 14 montrent une augmentation sensible de la durée totale de trois périodes, il convient d'attribuer cela à une cause externe, la baisse normale de la température en cette période d'octobre. Mais il est à remarquer que ce ralentissement automnal n'est jamais comparable aux retards observés dans les premiers essais et dont la cause est cetainement interne, celle de l'absence ou de l'insuffisance d'une excitation propre de la croissance.

Conclusion. — Les essais de semis faits en pleine terre sur des grains ensemencés d'abord très tôt, puis de plus en plus tard, confirment donc l'existence positive d'une période de latence de la germination. Cette période, spécialement marquée pour les grains semés tôt après la récolte, subsiste encore après deux mois, mais en se raccourcissant. La cause de cette latence ou paresse à la germination, est certainement interne, comme le témoigne la régularité d'allure de toutes les courbes, mais sa nature reste à déterminer, en considérant spécialement ce qui se passe pour l'albumen, puisque les premières observations ont démontré que la résistance à la destruction de cet albumen coïncide avec le retard de la germination. Cette détermination ne pourra être effectuée qu'au moment de la prochaine récolte.

TOPOLOGIE ALGÉBRIQUE. — *Espace où opère un groupe de Lie compact et connexe* (¹). Note de M. **Jean Leray**.

Les espaces vectoriels, algèbres, produits tensoriels, homologies sont relatifs à un même corps commutatif $\mathcal{C}$ de caractéristique nulle; les notations sont celles de (¹) et de l'Algèbre multilinéaire de Bourbaki.

1. Soit G un groupe de Lie compact et connexe, dont la multiplication est notée $\varphi(g_1, g_2)$. Soit $\mathcal{H}_G$ l'algèbre de cohomologie de G; soit $\overset{-1}{\varphi}$ l'homomorphisme de $\mathcal{H}_G$ dans $\mathcal{H}_G \otimes \mathcal{H}_G$ réciproque de φ; les $h_G \in \mathcal{H}_G$ tels que

$$\overset{-1}{\varphi}(h_G) = 1 \otimes h_G + h_G \otimes 1 \tag{1}$$

sont dits hypermaximaux ou primitifs; ils constituent un espace vectoriel $\mathfrak{P}$, dont le rang est nommé rang de G; d'après un théorème (²) de H. Hopf complété par H. Samelson, $\mathcal{H}_G$ est l'algèbre extérieure $\bigwedge \mathfrak{P}$ de $\mathfrak{P}$. Soit $\mathfrak{P}^*$ l'espace vectoriel dual de $\mathfrak{P}^*$; $\mathcal{H}_G^* = \bigwedge \mathfrak{P}^*$, algèbre extérieure duale de $\mathcal{H}_G$, est l'algèbre d'homologie de G; sa multiplication est celle de Pontrjagin. La fonction bilinéaire définissant cette dualité sera notée $\langle h_G^*, h_G \rangle$. Soit X un espace localement compact sur lequel opère G; soit $\psi(g, x)$ le transformé de $x \in X$ par $g \in G$; soit $\mathcal{H}_X$ l'anneau de cohomologie de X; soit $\overset{-1}{\psi}$ l'homomorphisme de $\mathcal{H}_X$ dans $\mathcal{H}_G \otimes \mathcal{H}_X$ réciproque de ψ; étant donné $h_G^* \in \mathcal{H}_G^*$, soit λ l'application linéaire de $\mathcal{H}_G \otimes \mathcal{H}_X$ dans $\mathcal{H}_X$ telle que

$$\lambda(h_G \otimes h_X) = \langle h_G^*, h_G \rangle h_X;$$

(¹) Les invariants topologiques que nous allons définir sont de tout autre nature que ceux qu'on peut attacher à un espace où opère un groupe discontinu sans point fixe; ces derniers ont été décrits par H. Cartan et J. Leray, *Colloque de topologie algébrique* (sous presse) et par H. Cartan, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 148 et 303.

(²) H. Hopf, *Ann. of math.*, **42**, 1941, p. 22 à 52; H. Samelson, *ibid*, p. 1091 à 1137.

soit

$$h^{\star}_{G,X}(h_X) = \overset{-1}{\lambda}\,\overset{-1}{\psi}(h_X);$$

en exprimant à l'aide de (1) et de bases duales de $\mathfrak{L}$ et $\mathfrak{L}^{\star}$ l'égalité des homomorphismes de $\mathcal{H}_X$ dans $\mathcal{H}_G \otimes \mathcal{H}_G \otimes \mathcal{H}_X$ réciproques des applications égales $\psi(\varphi(h_1, h_2), x)$ et $\psi(h_1, \psi(h_2, x))$ on constate ceci : la correspondance associant à $h^{\star}_G$ l'application linéaire $h^{\star}_{G,X}$ de $\mathcal{H}_X$ en lui-même est un homomorphisme d'algèbres; si $h^{\star}_G \in \mathfrak{L}^{\star}$, alors $h^{\star}_{G,X}$ est une différentielle δ_X; δ désignera l'ensemble des δ_X correspondant à un même $h^{\star}_G \in \mathfrak{L}^{\star}$ et à tous les choix de X : *A un groupe de Lie compact et connexe* G *est associé un espace vectoriel gradué* Δ *de même rang que* G; *les éléments de* Δ *sont des différentielles* (³) δ *des anneaux de cohomologie* $\mathcal{H}_X$ *des espaces* X *localement compacts sur lesquels* G *opère; un élément homogène de* Δ *a un degré* $-q < 0$ *et abaisse de* q *le degré des éléments de* $\mathcal{H}_X$. *Les éléments de* Δ *sont anticommutatifs; leurs composés constituent l'algèbre extérieure* $\bigwedge \Delta$, *qui est canoniquement isomorphe à l'algèbre d'homologie de* G. *L'image canonique dans* $\bigwedge \Delta$ *de la classe d'homologie* $h^{\star}_G$ *de* G *transforme la classe de cohomologie* h_G *de* $X = G$ *en* $h^{\star}_G \rfloor h_G$ (*produit intérieur gauche*). *Si* G *opère sur les deux espaces* X *et* Y *et si chaque élément de* G *commute avec l'application continue* ξ *de* X *dans* Y, *alors l'homomorphisme* $\overset{-1}{\xi}$ *de* $\mathcal{H}_Y$ *dans* $\mathcal{H}_X$ *réciproque de* ξ *commute avec chaque* $\delta \in \Delta$.

2. De même que Pontrjagin a défini géométriquement la multiplication des classes d'homologie de G, *on peut définir géométriquement le transformé de* $h_X \in \mathcal{H}_X$ *par l'image de* $h^{\star}_G \in \mathcal{H}^{\star}_G$ *dans* $\bigwedge \Delta$: soit $c^{\star}$ un cycle de la classe $h^{\star}_G$, supposée de dimension p; soit c un cocycle de la classe h_X, de degré q : $c^{\star}$ est une variété de G, close, orientée, de dimension p; supposons que X soit une variété, orientable ou non, de dimension N; on peut choisir (⁴) pour c une variété de X, close et coorientée, de dimension $N - q$; par coorientation de c nous entendons une orientation continue des éléments de contact à q dimensions de X complètement orthogonaux à c; si $c^{\star}$ et c sont *en position générale*, $\psi(c^{\star}, c)$ est une variété close, de dimension $p + N - q$, dont une coorientation est définie par celle de c et l'orientation de $c^{\star}$: c'est un cocycle de degré $q - p$; sa classe est le transformé de h_X par l'image de $h^{\star}_G$ dans $\bigwedge \Delta$.

3. Soit Y un espace connexe sur lequel opère G; soit $y \in Y$ fixe; soit ξ l'application $\psi(g, y)$ de G dans Y; l'homomorphisme $\overset{-1}{\xi}$ de $\mathcal{H}_Y$ dans $\mathcal{H}_G$ est indépendant du choix de y. Si Y est *l'espace homogène* G/F quotient de G par un sous-groupe fermé F, ξ est *l'application canonique de* G *sur* Y. Les éléments

(³) C'est-à-dire : δ est linéaire, $\delta^2 = 0$, $\delta(hh') = \delta h.h' + (-1)^p h.\delta h'$ si h et h' appartiennent à un même $\mathcal{H}_X$, h étant homogène de degré p.

(⁴) J. Leray, *Comm. math. helv*,. **20**, 1947, p. 177-180; *Journ. Math.*, **24**, 1945, p. 187-189.

de G commutent avec ξ; donc $\partial \overset{-1}{\xi} \mathcal{H}_Y = \overset{-1}{\xi} \partial \mathcal{H}_Y \subset \overset{-1}{\xi} \mathcal{H}_Y$; or, si un sous-anneau $\mathcal{A}$ de $\mathcal{H}_G = \bigwedge \mathfrak{P}$ est tel que $\partial \mathcal{A} \subset \mathcal{A}$ pour tout $\partial \in \Delta$, alors $\mathcal{A} = \bigwedge(\mathfrak{P} \cap \mathcal{A})$; d'où le théorème de *Samelson* (*loc. cit.*) : $\overset{-1}{\xi} \mathcal{H}_Y$ *est l'algèbre extérieure d'un sous-espace de* $\mathfrak{P}$. Soit $\mathcal{H}'_Y$ un sous-espace de $\mathcal{H}_Y$ que $\overset{-1}{\xi}$ applique isomorphiquement sur $\mathfrak{P} \cap \overset{-1}{\xi} \mathcal{H}_Y$; soit Δ' l'image dans Δ d'un sous-espace de $\mathfrak{P}^*$ dual de $\mathfrak{P} \cap \overset{-1}{\xi} \mathcal{H}_Y$: Δ' et $\mathcal{H}'_Y$ sont duals; soit $\mathcal{H}''_Y$ l'ensemble des $h_Y \in \mathcal{H}_Y$ tels que $\partial' h_Y = 0$ pour tout $\partial' \in \Delta'$; les ∂' permettent d'exprimer tout élément de $\mathcal{H}_Y$ par des éléments de $\mathcal{H}''_Y$ et des éléments d'une base de $\mathcal{H}'_Y$; d'où

Théorème. — $\mathcal{H}_Y = \mathcal{H}''_Y \otimes \bigwedge \mathcal{H}'_Y$; $\overset{-1}{\xi}$ *est un isomorphisme de l'algèbre extérieure* $\bigwedge \mathcal{H}'_Y$ *sur* $\overset{-1}{\xi} \mathcal{H}_Y$; $\overset{-1}{\xi}$ *annule les éléments de* $\mathcal{H}''_Y$ *de degrés* > 0.

Corollaire [5]. — *Si l'espace homogène* Y = G/F *est le quotient du groupe de Lie compact et connexe* G *par un sous-groupe fermé* F *de même rang que* G, *alors* $\overset{-1}{\xi} h_Y = 0$ *quand* $h_Y \in \mathcal{H}_Y$ *est de degré* > 0.

Sinon Y aurait, vu le théorème, une caractéristique d'Euler nulle, contrairement à un théorème de H. Hopf et H. Samelson [6].

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Observations du champ électrique de l'atmosphère pendant l'éclipse de Soleil du* 28 *avril* 1949. Note (*) de M. **Jules Rouch**.

Pendant l'éclipse partielle de Soleil du 28 avril 1949, qui fut visible à Monaco entre $7^h 10^m$ et $8^h 50^m$ environ (heures civiles), j'ai exécuté une série de mesures du champ électrique de l'atmosphère à l'aide d'un électromètre bifilaire de Wulf, avec collecteur au radium supporté par une canne d'ébonite. Ce dispositif me sert depuis plusieurs mois à effectuer des mesures quotidiennes du champ électrique sur une terrasse d'une maison située sur le rocher de Monaco à 70^m d'altitude.

J'ai effectué le 28 avril des mesures toutes les 5 minutes environ de $5^h 30^m$ à $9^h 30^m$. La nébulosité était de 4, le ciel était légèrement couvert de cirrus et de cirro-stratus qui n'empêchaient à aucun moment de voir très nettement le Soleil. La vitesse du vent était à peu près nulle.

Le résultat de ces observations est porté sur la figure. Au début de la matinée le champ a des valeurs normales pour la saison de 100 à 200 V par mètre; il s'élève progressivement trois quarts d'heure avant l'éclipse pour

---

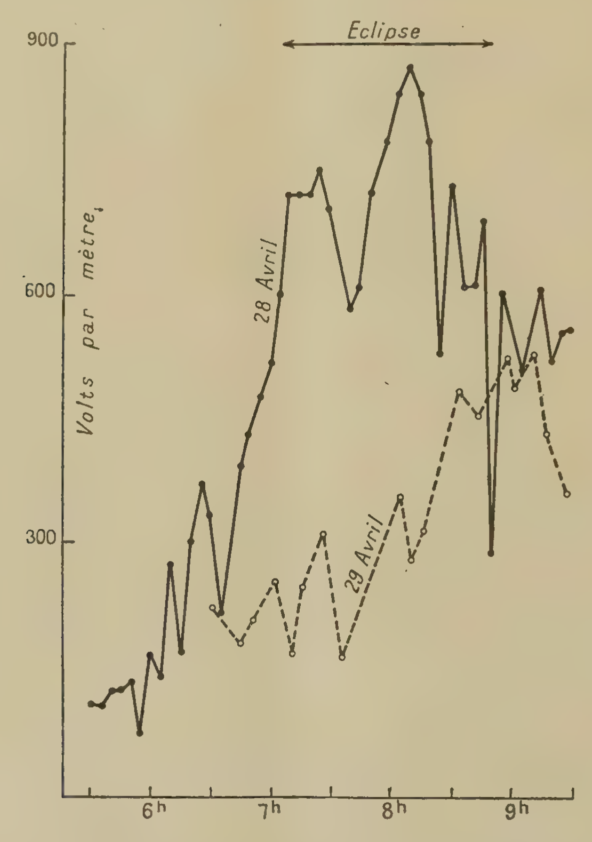
(5) J'ai appliqué ce corollaire au sous-groupe abélien maximum : *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 412.

(6) *Comm. math. helv.*, 13, 1940, p. 240-251.

(*) Séance du 9 mai 1949.

atteindre 720 V au début de l'éclipse. Il reste très fort, presque toujours supérieur à 600 V pendant toute la durée de l'éclipse, avec maximum dépassant 850 V vers le milieu de l'éclipse. Après l'éclipse le champ oscille au voisinage de 550 V.

A titre de comparaison, j'ai observé aux mêmes heures le lendemain 29 avril, dans des conditions sensiblement analogues : nébulosité 3 à 4, cirrus et cirrostratus, calme. La ligne pointillée de la figure donne ces observations du 29 avril, qui montrent que le champ augmente régulièrement de 200 à 500 V, sans jamais atteindre à aucun moment la valeur de 600 V, valeur très largement dépassée la veille pendant l'éclipse.



On pourrait donc déduire de nos observations que le champ électrique de l'atmosphère est très fort pendant la durée de l'éclipse, beaucoup plus fort qu'il n'est normal. La moyenne de nos observations du mois d'avril est de 300 V environ et nous n'avons jamais observé pendant tout le mois de champ supérieur à 600 V.

J'avais observé aussi un champ électrique très fort pendant l'éclipse de Soleil du 8 avril 1921 ([1]). Toutefois les variations accidentelles du champ

([1]) *Comptes rendus*, 172, 1921, p. 925.

électrique de l'atmosphère sont si fréquentes et parfois si importantes, qu'il est très possible que je n'aie observé en 1949 comme en 1921 qu'une coïncidence fortuite.

M. **Auguste Chevalier** fait hommage de la Communication n° 76-33 présentée à la Conférence africaine des sols les 8-16 novembre 1948, intitulée : *Biogéographie et Écologie de la forêt dense ombrophile de la Côte d'Ivoire*, dont il est l'auteur.

M. **Harlow Shapley** adresse une Note : *Cepheid variable stars in the small Magellanic Cloud*, en collaboration avec Virginia Mckibben Nail.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Encyclopédie entomologique. XXIV. *Contribution à l'étude des Zoocécidies du Maroc*, par Jean-Marie Mimeur (présenté par M. Chevalier).

2° Encyclopédie mycologique. XIV. *Les Agaricales. Classification, Révision des espèces, Iconographie, Comestibilité. Agaricaceæ*, par Paul Konrad et André Maublanc (présenté par M. Roger Heim).

3° Maurice Vernet. *Hérédité. Clartés sur une énigme.* Préface par Daniel-Rops.

4° *Notice nécrologique. Alfred Lacroix*, par Marcel-E. Denaeyer. Extrait du Bulletin de la Société belge de Géologie, de Paléontologie et d'Hydrologie.

5° Centre international de synthèse. *Revue d'histoire des sciences et de leurs applications*. Organe de la Section d'histoire des Sciences. Tome I, n° 1.

ALGÈBRE TOPOLOGIQUE. — *Sur les algèbres denses de fonctions différentiables sur une variété.* Note (*) de M. **Leopoldo Nachbin**, présentée par M. Élie Cartan.

Dans cette Note nous allons établir l'analogue pour les variétés différentiables du théorème de M. Stone [1] qui généralise le théorème d'approximation de Weierstrass. Soit $\mathfrak{M}$ une variété différentiable d'ordre $r \geqq 1$ et de dimension $n \geqq 1$. Soit $\mathfrak{A}$ l'algèbre des fonctions réelles continûment différentiables

(*) Séance du 9 mai 1949.

[1] *Voir* M. H. Stone, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 41, 1937. D'autres démonstrations se trouvent dans : I. Gelfand et G. Silov, *Recueil Math.*, 9, 1941; J. Dieudonné, *Bull. Sci. Math.*, 68, 1944; N. Dunford et I. E. Segal, *Bull. Amer. Math. Soc.*, 52, 1946.

d'ordre r sur $\mathfrak{M}$ munie de la topologie de la convergence uniforme d'ordre r sur les parties compactes de $\mathfrak{M}$.

THÉORÈME. — *Pour que l'algèbre engendrée par une partie $\mathfrak{F}$ soit dense dans $\mathfrak{A}$ il faut et il suffit que : 1° pour chaque $\xi \in \mathfrak{M}$ il existe $f \in \mathfrak{F}$ telle que $f(\xi) \neq 0$, 2° pour chaque couple ξ, $\eta \in \mathfrak{M}$, $\xi \neq \eta$, il existe $f \in \mathfrak{F}$ telle que $f(\xi) \neq f(\eta)$, 3° pour chaque $\xi \in \mathfrak{M}$ et tout vecteur $\theta \neq 0$ tangent en ξ il existe $f \in \mathfrak{F}$ telle que $\partial f / \partial \theta \neq 0$.*

La nécessité est évidente. Pour établir la suffisance, soit K une partie compacte de $\mathfrak{M}$. Soit W une partie connexe ouverte de $\mathfrak{M}$ contenant K et telle que $\overline{W}$ soit compacte. Pour chaque point de $\mathfrak{M}$ il existe une fonction de $\mathfrak{F}$ non nulle dans un voisinage de ce point : il existe donc un nombre fini de fonctions $f_1, \ldots, f_a \in \mathfrak{F}$ telles que $\{f_1(x), \ldots, f_a(x)\} \neq \{0, \ldots, 0\}$ pour $x \in \overline{W}$. Soit $\xi \in \mathfrak{M}$. Considérons un vecteur $\theta_1 \neq 0$ tangent en ξ : il existe alors $f_1 \in \mathfrak{F}$ telle que $(\partial f_1 / \partial \theta_1) \neq 0$. Si $n \geq 2$, il existe un vecteur $\theta_2 \neq 0$ tangent en ξ tel que $(\partial f_1 / \partial \theta_2) = 0$: soit $f_2 \in \mathfrak{F}$ telle que $(\partial f_2 / \partial \theta_2) \neq 0$. Si $n \geq 3$ il existe un vecteur $\theta_3 \neq 0$ tangent en ξ tel que $(\partial f_1 / \partial \theta_3) = (\partial f_2 / \partial \theta_3) = 0$, etc. On obtient ainsi des vecteurs $\theta_1, \ldots, \theta_n$ tangents en ξ et des fonctions $f_1, \ldots, f_n \in \mathfrak{F}$ telles que $(\partial f_i / \partial \theta_i) \neq 0$ $(1 \leq i \leq n)$ et $(\partial f_i / \partial \theta_j) = 0$ $(1 \leq i < j \leq n)$. Considérons l'application linéaire, à valeurs dans l'espace numérique R^n, définie dans l'espace vectoriel tangent en ξ par $\theta \rightarrow \{\partial f_1 / \partial \theta, \ldots, \partial f_n / \partial \theta\}$. Il est clair que chaque vecteur de R^n est l'image d'un vecteur $\theta = c_1 \theta_1 + \ldots + c_n \theta_n$ et par suite cette application est un isomorphisme sur R^n.

Alors le théorème des fonctions implicites montre que l'application $x \rightarrow \{f_1(x), \ldots, f_n(x)\}$ est un homéomorphisme d'ordre n d'un voisinage ouvert de ξ dans $\mathfrak{M}$ sur une partie ouverte de R^n. La compacité de $\overline{W}$ entraîne l'existence de fonctions $g_1^i, \ldots, g_n^i \in \mathfrak{F}$ et d'ensembles ouverts $V_i \subset \mathfrak{M}$ $(1 \leq i \leq b)$ recouvrant $\overline{W}$ tels que chaque application $x \rightarrow \{g_1^i(x), \ldots, g_n^i(x)\}$ soit un homéomorphisme d'ordre r de V_i sur une partie ouverte de R^n. Posons $f_{a+(i-1)n+j} = g_j^i$. Si ξ, $\eta \in \mathfrak{M}$, $\xi \neq \eta$, il existe $f \in \mathfrak{F}$ telle que $f(x) \neq f(y)$ pour (x, y) dans un voisinage de (ξ, η). Par suite, l'espace

$$\Omega = \overline{W} \times \overline{W} - V_1 \times V_1 \cup \ldots \cup V_b \times V_b$$

étant compact et disjoint de la diagonale de $\overline{W} \times \overline{W}$, il existe des fonctions $h_1, \ldots, h_c \in \mathfrak{F}$ telles que, pour $(x, y) \in \Omega$ on ait

$$\{h_1(x), \ldots, h_c(x)\} \neq \{h_1(y), \ldots, h_c(y)\}.$$

Posons $f_{a+bn+i} = h_i$. Considérons alors l'application $\Phi : \mathfrak{M} \rightarrow R^N$, où

$$N = a + bn + c,$$

définie par $x \rightarrow \{f_1(x), \ldots, f_N(x)\}$. Il est clair que Φ est un homéomorphisme d'ordre r de W sur la sous-variété d'ordre $r \neq \Phi(W)$ de R^N. Considérons

$\Phi^{-1}:\Phi(W)\to W$. Soit donnée $f\in\mathfrak{A}$. Alors $f\Phi^{-1}$ est une fonction continûment différentiable d'ordre r sur $\Phi(W)$. En vertu d'un théorème de M. Whitney (²), il existe une fonction φ continûment différentiable d'ordre r sur R^N telle que $\varphi(z)=f[\Phi^{-1}(z)]$ sur $\Phi(K)$, donc $f(x)=\varphi[f_1(x), \ldots, f_N(x)]$ sur K. Remarquons que $\Phi(\overline{W})$ ne contient pas l'origine de R_N et par suite nous pouvons supposer que φ est nulle dans l'origine. Une application du théorème classique de Weierstrass achève la démonstration.

On peut énoncer le théorème démontré autrement : *toute sous-algèbre fermée propre de $\mathfrak{A}$ est contenue dans une sous-algèbre fermée maximale*. Il suffit de remarquer que les sous-algèbres fermées maximales sont de la forme suivante : ou bien l'ensemble des fonctions s'annulant en un point, ou bien l'ensemble des fonctions prenant la même valeur en deux points distincts, ou bien l'ensemble des fonctions ayant une dérivée nulle suivant une direction tangente.

A partir du théorème démontré, on obtient très facilement le fait que les fonctions continûment différentiables d'ordre π sont denses dans l'ensemble de celles d'ordre $q<r$ pour la topologie d'ordre q, et aussi l'analogue du théorème d'approximation de M. Dieudonné (³) pour les fonctions définies sur un produit de variétés.

THÉORIE DES GROUPES. — *Sur les extensions de groupes topologiques.* Note (*) de MM. **L. Calabi** et **Charles Ehresmann**, présentée par M. Élie Cartan.

Définition 1. — B et F étant deux groupes topologiques séparés, une *extension topologique de* F *par* B est définie par la donnée d'un groupe topologique E qui admet F comme sous-groupe distingué et d'un isomorphisme de E/F sur B.

Une telle extension topologique, qui est toujours un espace séparé, sera notée E(B, F). Elle sera dite *fibrée* si les classes à gauche suivant F définissent dans E une structure d'espace fibré; le groupe structural de celui-ci est alors le groupe des translations à gauche de F.

1. Sur tout revêtement connexe E d'un groupe topologique B connexe par arcs, il existe (¹) une structure d'extension E(B, F), telle que les classes suivant F soient les fibres; cette structure, appelée aussi structure de groupe revêtement, est déterminée à un isomorphisme près.

(²) *Voir* H. Whitney, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 36, 1934. Remarquons, toutefois, que nous utilisons seulement un cas particulier du théorème d'extension de Whitney.

(³) *Voir* J. Dieudonné, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 593.

(*) Séance du 9 mai 1949.

(¹) Ch. Ehresmann, *Bull. Soc. Math. France*, 72, 1944, p. 40.

Si B est un groupe simplement connexe et F un groupe discret, toute extension E(B, F) est isomorphe à l'extension *triviale* $B \times F$. Il en résulte :

PROPOSITION 1. — *Soient* B *un groupe connexe et localement simplement connexe,* π *son groupe de Poincaré et* F *un groupe discret : toute représentation f de* π *dans le centre de* F *détermine une et une seule extension* E(B, F), *et toute extension* E(B, F) *correspond à une et une seule représentation f. L'image* $f(\pi)$ *est la trace de* F *sur la composante connexe de l'élément neutre dans* E.

Remarquons que $E/f(\pi)$ est isomorphe au groupe produit $B \times F/f(\pi)$.

2. La théorie de la dualité des groupes abéliens localement compacts (²) et la connaissance de leur structure (³) permettent de formuler les résultats suivants :

PROPOSITION 2. — *Toute extension topologique abélienne d'un groupe abélien compact par un groupe de la forme* $R^n \times D$ (⁴), *où* D *est un groupe abélien discret dont tous les éléments différents de zéro sont d'ordre infini, est isomorphe à l'extension triviale.*

PROPOSITION 3. — *Toute extension topologique abélienne de* R^n *par un groupe abélien localement compact est isomorphe à l'extension triviale.*

PROPOSITION 4. — *Soit* $B = R^m \times K \times D$, $F = R^n \times K'$, *où* D *est un groupe abélien discret,* K *et* K' *deux groupes abéliens compacts connexes; si* $K = S^I$ *ou si* $K' = T^I$ (⁵), *toute extension abélienne* E(B, F) *est isomorphe à l'extension triviale.*

Remarques. — 1° Pour la validité de ces propositions il est essentiel de demander que l'extension soit abélienne. 2° Toute extension d'un groupe localement compact par un groupe localement compact l'est aussi (⁶).

3. Les résultats de M. Élie Cartan (⁷) concernant la structure des groupes de Lie compacts entraînent la

PROPOSITION 5. — *Soient* K *et* K' *deux groupes de Lie compacts connexes dont* K *simplement connexe; alors toute extension fibrée* $E(T^r \times K, T^s \times K')$ *est isomorphe à l'extension triviale.*

Notons que si K n'est pas simplement connexe, on peut avoir des extensions non triviales : en effet on sait que le groupe des rotations de S_4 est une extension non triviale du groupe S_3 par le groupe P_3 (groupe des rotations de R^3).

La proposition 5 montre en particulier que toute extension fibrée $E(T^r, T^s)$

(²) A. WEIL, *L'intégration dans les groupes topologiques*, p. 99.

(³) J. BRACONNIER, *Journ. Math. pures et appl.*, 27, 1948.

(⁴) R^n : groupe topologique produit de *n* groupes isomorphes au groupe additif des réels.

(⁵) T^I (resp. Q^I) : groupe topologique produit d'une famille de groupes isomorphes au groupe des réels mod 1 (resp. au groupe additif des rationnels). S^I : dual de Q^I, ce dernier pris avec la topologie discrète.

(⁶) N. VILENKIN, *Doklady U.R.S.S.*, 1948, p. 135; *Math. Rev.*, 1948, p. 497.

(⁷) *Mémorial de mathématiques*, 42, 1930, p. 42.

est triviale ; il y a d'autre part des espaces fibrés par T^s sur T^r dont le groupe structural est le groupe des translations à gauche de T^s et qui ne sont pas isomorphes au produit $T^r \times T^s$. Il y a donc des espaces fibrés par un groupe topologique F sur un groupe topologique B, sur lesquels il n'existe aucune structure d'extension E(B, F) telle que les classes suivant F soient les fibres, même si le groupe structural est le groupe des translations à gauche de F.

4. *Définition* 2. — Si $G_0, G_1, \ldots, G_n$ sont $n+1$ groupes topologiques séparés, une *n-extension topologique* $E_n(G_0, G_1, \ldots, G_n)$ est une extension topologique par G_0 d'une $(n-1)$ — extension topologique $E_{n-1}(G_1, G_2, \ldots, G_n)$. Si, pour tout i, G_i est isomorphe à un même groupe G, nous parlerons d'une *n-extension topologique* $E_n(G)$ *de* G.

Notons que toute extension $E(E_r(G_0, \ldots, G_r), E_s(G'_0, \ldots, G'_s))$ admet une structure de symbole $E_{r+s+1}(G_0, \ldots, G_r, G'_0, \ldots, G'_s)$.

Puisque toute extension d'un groupe soluble par un groupe soluble est elle-même soluble, on a le résultat suivant :

Proposition 6. — *Si* G *est un groupe topologique, les propositions suivantes son équivalentes :*

(*a*) G *admet une structure de* $(n-1)$*-extension fibrée de* R.

(*b*) G *est un groupe de Lie soluble simplement connexe.*

(*c*) G *est un groupe de Lie homéomorphe à* R^n *n'admettant pas de sous-groupes localement isomorphes au groupe linéaire spécial réel à deux variables.*

La démonstration utilise (8), (9) et un théorème d'Engel (10).

Si G est un groupe de Lie homéomorphe à R^n, le quotient de G par son sous-groupe soluble maximal est donc un produit de groupes isomorphes au groupe simple homéomorphe à R^3.

Un groupe de Lie soluble connexe est évidemment une n-extension fibrée $E_n(G_0, \ldots, G_n)$ où chaque G_i est isomorphe à R ou à T.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Systèmes de polynomes biorthogonaux à coefficients réels.* Note (*) de M. **Félix Pollaczek**, présentée par M. Joseph Pérès.

Soient

$$(1) \quad a(z) = e_0 z^N + \ldots, \qquad b(z) = e_0 z^{N-n} + \ldots, \qquad d(z) = \prod_{\nu=1}^{2n} (z - c_\nu) \qquad (c_1 < \ldots < c_{2n}),$$

---

(8) C. Chevalley, *Lectures in Topology*, 1941; *Ann. of Math.*, 42, 1941.

(9) A. Malcev, *Rec. Math. Moscou*, 16, 1945, p. 181 et 19, 1946, p. 524.

(10) S. Lie-F. Engel, *Theorie der Transformationsgruppen*, 1893, vol. 3, p. 757.

(*) Séance du 9 mai 1949.

des polynomes à coefficients réels qui satisfassent à l'équation

(2) $$a^2(z) - b^2(z)\,d(z) = 1.$$

En désignant par D le domaine obtenu en découpant le plan des z (fermé à l'infini) le long des n segments

(3) $$c_1 \leqq z \leqq c_2, \quad \ldots, \quad c_{2n-1} \leqq z \leqq c_{2n},$$

admettons que $\sqrt{d(z)} = z^n + \ldots$ (pour $|z| \to \infty$, $z \in D$); alors la branche de

(4) $$\theta(z) = \frac{1}{i}\log\bigl(a(z) - b(z)\sqrt{d(z)}\bigr),$$

qui est égale à zéro pour $z = c_{2n}$, croît de zéro à $N\pi$, lorsque z parcourt les bords inférieurs des n coupures (3) depuis c_{2n} jusqu'à c_1. Soit

$$f(z) = \gamma_0 \prod_{\nu=1}^{n} (z - \gamma_\nu),$$

un polynome de degré n; on vérifie aisément que

(5) $$\begin{cases} \gamma_0 \geqq 0, \quad f(c_{2n}) \geqq 0, \quad f(c_{2n-1}) \leqq 0, \quad f(c_{2n-2}) \leqq 0, \\ \quad f(c_{2n-3}) \geqq 0, \quad \ldots, \quad (-1)^n f(c_1) \geqq 0 \end{cases}$$

sont les conditions nécessaires et suffisantes pour que l'on ait

(6) $$\mathrm{R}\frac{f(z)}{\sqrt{d(z)}} \geqq 0 \quad (\text{pour } z \in D),$$

et qu'aucun polynome de degré $\gtrless n$, sauf $f = 0$, n'a cette propriété. Nous admettrons dorénavant les inégalités (5) [qui sont équivalentes à $\gamma_0 \geqq 0$; $c_{2\nu-1} \leqq \gamma_\nu \leqq c_{2\nu}$ $(\nu = 1, \ldots, n)$] si bien que (6) sera rempli. Posons maintenant

(7) $$a(z) = \sum_{\nu=0}^{N} e_\nu z^\nu, \qquad a(z) + b(z) f(z) = \sum_{\nu=0}^{N} \varepsilon_\nu z^\nu,$$

et désignons par

(8) $$g_N(x, z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} x^\nu P_{\nu,N}(z) \qquad (P_{0,N} = 1)$$

la solution de l'équation différentielle

(9) $$[x^2 - 2xa(z) + 1]\frac{du}{dx} + [x - a(z) - b(z)f(z)]u = 0.$$

Alors, les deux suites de polynomes

(10) $$z^\lambda P_{\nu,N}(z) \qquad (\lambda = 0, \ldots, N-1;\ \nu = 0, 1, \ldots),$$

(11) $$P_{\mu,N}(z) \sum_{i=0}^{N-k-1} (2\mu\, e_{i+k+1} + \varepsilon_{i+k+1}) z^i \qquad (k = 0, \ldots, N-1;\ \mu = 0, 1, \ldots)$$

sont biorthogonales, de poids [*voir* (4)],

$$(12)\quad \begin{cases} \rho(z) = (-1)^\nu \exp\left[-i(\theta - \nu\pi)\dfrac{f(z)}{\sqrt{d(z)}}\right]\left[1 + \exp\left(-i\pi\dfrac{f(z)}{\sqrt{d(z)}}\right)\right]^{-1} \\ (\nu\pi < \theta < (\nu+1)\pi;\ \nu = 0, \ldots, N-1), \end{cases}$$

dans la variété constituée par les bords inférieurs des n coupures (3), de telle sorte que

$$(13)\quad \begin{cases} \displaystyle\sum_{j=1}^{n}\int_{c_{2j-1}}^{c_{2j}} P_{\mu,N}(z)P_{\nu,N}(z)\sum_{i=0}^{N-k-1}(2\mu e_{i+k+1} + \varepsilon_{i+k+1})z^i z^\lambda \rho(z)\,dz = \delta_{k\lambda}\,\delta_{\mu\nu} \\ (k, \lambda, = 0, \ldots, N-1;\ \mu, \nu = 0, \ldots). \end{cases}$$

Pour démontrer (13), nous utilisons l'équation différentielle

$$(14)\quad \begin{aligned} &(x^2 - 2xa(z) + 1)\frac{du}{dx} + [x - a(z) - b(z)f(z)]\,u \\ &\quad = -\sum_{k=0}^{N-1}\sum_{i=0}^{N-k-1}\left(\frac{2xy_k}{(1-xy_k)^2}e_{i+k+1} + \frac{y_k}{1-xy_k}\varepsilon_{i+k+1}\right)z^i, \end{aligned}$$

où les y_k sont des paramètres de module < 1. Dans l'hypothèse (6), l'équation (14) a une (seule) solution $u(x, z)$ qui est holomorphe pour $|x| < 1$, $z \in D$; u s'annule pour $z = \infty$, de sorte que dans le voisinage de ce point, on a

$$u(x, z) = \sum_{0}^{\infty}\frac{u_\nu(x)}{z^{\nu+1}},$$

les $u_\nu(x)$ étant holomorphes pour $|x| < 1$. Le deuxième membre de (14) a été déterminé de manière que

$$(15)\quad u_\lambda(x) = \frac{y_\lambda}{1 - xy_\lambda} \qquad (\lambda = 0, \ldots, N-1).$$

Calculant, en outre, les résidus à l'infini $\frac{1}{2\pi i}\int z^\lambda u(x, z)\,dz$ $(\lambda = 0, \ldots, N-1)$ à l'aide de la formule explicite qui résulte pour $u(x, z)$ de (14) [en procédant de manière analogue que, dans une Note précédente [1], pour la coupure $<-1, 1>$], on obtient

$$(16)\quad \begin{aligned} u_\lambda(x) = &\sum_{j=1}^{n}\int_{c_{2j-1}}^{c_{2j}} g_N(x, z)\sum_{k=0}^{N-1}\sum_{i=0}^{N-k-1} \\ &\times\left(2y_k^2\frac{dg_N(y_k, z)}{dy_k}e_{i+k+1} + y_k g_N(y_k, z)\,\varepsilon_{i+k+1}\right)z^\lambda\rho(z)\,dz; \end{aligned}$$

des expressions (15) et (16) qui sont égales, identiquement en $x, y_0, \ldots, y_{N-1}$,

---

(1) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1363

les formules (13) résultent à l'aide de (8). Pour $a(z)=z$, $b(z)=1$, $d(z)=z^2-1$, $N=n=1$, $f(z)=az+b$ ($a \geq |b|$), (11) se confond, au facteur $2\mu+a+1$ près, avec (10), et l'on obtient alors le système de polynomes *orthogonaux* traité l. c. (¹). Notons qu'en admettant pour $a(z)$, ..., $f(z)$ des polynomes à coefficients complexes, la théorie esquissée ici peut être étendue considérablement.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Lignes de Green et mesure harmonique*, Note (*) de MM. **Marcel Brelot** et **Gustave Choquet**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

1. On sait que dans le plan, pour un domaine D simplement connexe par exemple borné, les trajectoires orthogonales des cercles de Green C_λ d'équation $G(O,M)=\lambda$ (O fixé dans D) déterminent entre les bouts premiers de D et les points de tout C_λ une correspondance biunivoque qui conserve en un certain sens la mesure harmonique, et que pour cette mesure, presque toutes ces trajectoires sont de longueur finie (G.-C. Evans).

Nous allons adapter ces résultats à des domaines quelconques, d'abord bornés, de l'espace R_n à $n \geq 2$ dim; il en résultera que l'ensemble des points-frontière (à distance finie) non accessibles par un chemin de longueur finie est de mesure harmonique nulle.

2. Soient D un domaine quelconque borné de R_n, O un point fixé dans D et G(M) la fonction de Green de D, du pôle O. Appelons *sphère de Green* S_λ le lieu des points M de D où $G(M)=\lambda$ $(0<\lambda<+\infty)$. Soit μ_λ la mesure harmonique (sur S_λ) en O relative au domaine $G(M)>\lambda$. Appelons *ligne de Green* tout arc simple ouvert et orienté L de D, dont la tangente orientée ait en tout point même sens que $\overrightarrow{\text{grad}}\, G \neq 0$; toute ligne L appartient à une ligne L saturée et unique. Définissons inf (L) comme inf G(M) pour $M \in L$; et de même sup (L). On dira que L est *régulière* si inf (L) = 0 et sup (L) = $+\infty$ [il peut exister des L saturées telles que $0<\inf(L)<\sup(L)<\infty$]; elle rencontre tout S_λ en un point et un seul. Soit E_λ la trace sur S_λ des lignes L régulières; celles-ci déterminent entre deux E_λ quelconques une correspondance biunivoque dite canonique.

Théorème 1. — *a. Pour tout* λ, $\mu_\lambda(S_\lambda - E_\lambda)=0$ *et la correspondance canonique conserve les mesures* μ_λ, ce qui permet de définir une mesure-ν sur l'ensemble $\mathcal{L}$ des lignes de Green régulières, avec $\nu(\mathcal{L})=1$.

b. Le sous-ensemble $\mathcal{L}'$ *des lignes régulières de longueur finie est de* ν*-mesure égale à* 1.

Pour la première partie, on utilise le fait que l'ensemble des points irré-

(*) Séance du 9 mai 1949.

guliers de la frontière de D et l'ensemble des points de D où $\operatorname{grad} G = 0$ sont de capacité nulle. Les formules classiques d'intégration de Green montrent alors que $\mu_\lambda(S_\lambda - E_\lambda) = 0$. La seconde partie résulte de ce que $\int (\operatorname{grad} G)^2 dv$ étendue à D diminué d'un voisinage de O est finie.

Corollaires. — 1. *Soit dans* D, *u sousharmonique, bornée supérieurement telle que sur chaque ligne de* $\mathcal{L}'$ (*relative au pôle* O *fixé*), *la limite supérieure de u pour* $G \to 0$ *soit* ≤ 0. *Alors* $u \leq 0$.

2. Il s'ensuit que *les points-frontière de* D *non accessibles par longueur finie forment un ensemble de mesure harmonique nulle. Énoncé analogue avec les éléments* ramifiés [1].

Théorème 2. — *A chaque ligne de* $\mathcal{L}'$ *correspond un point-frontière au sens ordinaire et aussi au sens ramifié. Soit e un ensemble de la frontière* (*ordinaire ou ramifiée*) *admettant une mesure harmonique* (*ordinaire ou ramifiée*). *Son image réciproque dans* $\mathcal{L}'$ *admet une* ν*-mesure égale à la mesure harmonique en* O *de e* (*ordinaire ou ramifiée*) (mais il n'y a pas toujours cette conservation pour l'image directe).

3. *Extension*. — La théorie s'adapte si le domaine, admettant une fonction de Green, n'est pas borné; soulignons la différence suivante, importante s'il y a au moins trois dimensions : presque toutes les lignes de $\mathcal{L}$ ont une longueur finie ou convergent vers le point à l'infini, et l'ensemble de celles qui vont à l'infini a une ν-mesure égale à la mesure harmonique en O du point à l'infini.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Fonctions analytiques presque loxodromiques et presque périodiques loxodromiques. Généralisations-relation avec les problèmes de l'itération*. Note (*) de M. **Paul Métral**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. M. H. Bohr a défini les fonctions presque périodiques analytiques et utilisant des bandes parallèles à Oy, les presque périodes correspondant à des segments situés sur Oy, de longueur inférieure à l. La transformation $(z; Nz)$ remplaçant un point de OM par un point de OM, on définira les presque loxodromiques [1] analytiques en partant de domaines angulaires de sommet O. Dans le cas presque périodique loxodromique on peut utiliser des couronnes ou des bandes, ces dernières permettant l'utilisation directe des théorèmes Phragmen et similaires.

---

[1] *Voir* M. Brelot, *Le problème de Dirichlet ramifié* (*Annales de l'Université de Grenoble*, Section Math.-Phys., **22**, 1946, p. 167-200).

(*) Séance du 9 mai 1949.

[1] *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 752.

Une fonction $f(x)$ sera donc dite p. p. l. analytique dans une bande (O; X) s'il existe une longueur l et un nombre N tels que :

1° tout intervalle de longueur l contenu dans cette bande et parallèle à Oy contienne un nombre b;

2° z étant quelconque dans cette bande, l'intervalle $(z; Nz)$ contienne un a (a et b donc en général complexes);

3° $-f(z)$ soit holomorphe dans la bande et dans sa transformée par $Z = az + b$;

4° a et b étant déterminés, on ait quel que soit z dans la bande

$$|f(az+b) - f(z)| < \varepsilon.$$

Une telle fonction a les propriétés générale des presque périodiques : à tout z de la bande on peut associer un Y situé dans un segment déterminé de Oy, tel que

$$|f(z) - f(Y)| < 2\varepsilon.$$

Donc ces fonctions sont bornées; elles sont normales et sont les seules normales, la normalité étant définie au moyen des suites évidentes $f(uz+v)$. D'où le caractère p. p. l. de la somme et du produit.

La transformation indiquée plus haut associe une parallèle à Oy à une certaine droite, ce qui permet de définir une fonction p. p. l. sur une parallèle à Oy : si une fonction est p. p. l. sur une telle parallèle, si elle est holomorphe et bornée dans des bandes associées contenant les deux droites, elle est p. p. l. dans la bande parallèle à Oy, d'où des conséquences évidentes concernant des bandes intérieures, maxima, etc.

II. Nous appellerons Rpp, Rpl, Rppl les fonctions obtenues en remplaçant dans les inégalités le second terme $f(z)$ par une fonction $\mathrm{R}\big(f(z)\big)$, R désignant une fonction connue. Dans le cas presque périodique et pour les fonctions réelles continues, on a ainsi : dans tout segment de longueur l existe b tel que

$$\big|f(x+b) - \mathrm{R}\big(f(x)\big)\big| < \varepsilon,$$

ces fonctions sont encore bornées; si l'on considère deux telles fonctions $f(x)$ et $g(x)$, il existe un nombre k tel que simultanément

$$|f(x+k) - f(x)| < 4\varepsilon \quad \text{et} \quad |g(x+k) - g(x)| < 4\varepsilon,$$

f et g ne sont pas des fonctions de Bohr, k dépend de f et de g, mais le couple des fonctions a des propriétés semblables, et bien que la somme, le produit, ne conduisent pas à des Rpp, les résultats restent analogues à ceux des presque périodiques.

De même les Rpl étant définies par : dans tout intervalle (u, Nu) existe a tel que $\big|f(ax) - \mathrm{R}\big(f(x)\big)\big| < \varepsilon$, on montre que : étant données deux Rpl, f et g, il existe un a tel que à la fois

$$|f(ax) - f(x)| < 4\varepsilon \quad \text{et} \quad |g(ax) - g(x)| < 4\varepsilon,$$

de sorte que le couple f, g a des propriétés qui le rattachent aux presque loxodromiques.

Enfin a et b ayant la signification habituelle correspondant à l et N pour un ε donné, les Rppl correspondent à

$$\left|f(ax+b) - \mathrm{R}\big(f(x)\big)\right| < \varepsilon$$

et donnent lieu aux mêmes remarques; par exemple le théorème de la somme pour deux Rppl montre l'existence de a et b tels que

$$|f(ax+b) + g(ax+b) - f(x) - g(x)| < 8\varepsilon$$

a et b étant dans des intervalles qui dépendent des deux fonctions La théorie de la normalité conduit facilement aussi à ces énoncés où la fonction R disparait.

Toutes ces fonctions ont des théorèmes de la moyenne; et ce qui est essentiel, les produits de fonctions de même espèce ont des théorèmes de moyenne.

III. On sait l'importance de cette dernière remarque pour la théorie des fonctions presque périodiques où la moyenne d'un produit est utilisée en prenant comme seconde fonction une périodique ordinaire. La théorie de l'itération fournit précisément de telles fonctions auxiliaires : les fonctions Rpp sont liées à l'équation associée à l'équation d'Abel :

$$f(z+b) = \mathrm{R}\big(f(z)\big),$$

les Rpl à l'associée à l'équation de Schröder :

$$f(sz) = \mathrm{R}\big(f(z)\big);$$

en particulier dans ce dernier cas, les fonctions entières de Poincaré (²), qui se rattachent au problème des fonctions ayant des théorèmes de multiplication sont essentielles; naturellement on est ramené au domaine complexe et à des problèmes qu'on peut appeler de presque-itération.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les fonctions de corrélation des processus de Markoff.* Note (*) de M. **Albert Tortrat**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Rappelons qu'une fonction aléatoire constitue un processus de Markoff simple, lorsque les diverses probabilités de passage, d'un instant t à un instant

---

(²) Poincaré, *Journal de Liouville*, 1890, p. 313; Fatou, *Journal de Liouville*, 1923, p. 343; Julia, *Bull. Soc Math.*, 1924; Julia, Notes aux *Comptes rendus*, 1925.

(*) Séance du 9 mai 1949.

$t' \geq t$ ne dépendent pas de ce que l'on sait être arrivé à un instant quelconque θ antérieur à t, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas hérédité. Nous nous plaçons dans le cas le plus général tel qu'on le trouve par exemple, précisé par Yosida et Kakutani [1] : la fonction aléatoire $X(t)$ est, pour chaque t, une variable aléatoire définie sur un espace abstrait $\Omega(x \in \Omega)$ où une mesure a été définie; elle y prend les valeurs $f(x)$, $p(x, t)$ étant la fonction de répartition à l'instant t. $P(x, y; s, t)$ désigne la fonction de répartition conditionnelle, en y, à l'instant $t \geq s$, sachant que $X = f(x)$ s'est réalisé à l'instant s.

P définit deux opérateurs linéaires : l'un, T, défini dans l'espace de Banach $\mathcal{B}$ des fonctions $f(x)$ mesurables B et bornées sur Ω, transforme $f(x)$ en

$$\varphi(x) = \int_\Omega f(y)\, d_y\, P(x, y; s, t) = Tf,$$

l'autre $T^\star$ (adjoint du précédent) opérant sur les fonctions complètement additives d'ensembles $g(E)$ définies sur tout ensemble de Borel E de Ω, transforme $g(E)$ en $\psi(E) = \int_\Omega g(dx)\, P(x, E; s, t)$. Les intégrales sont prises au sens de Lebesgue-Stieljes.

T (ou $T^\star$) vérifie l'équation fondamentale caractérisant les processus de Markoff

$$T(s, t) = T(s, u)\, T(u, t) \qquad (s \leq u \leq t).$$

Cas non stationnaire. — Si T est continue en s et t, au sens de la continuité uniforme de la topologie des opérateurs, T est nécessairement de la forme $\alpha(s)\alpha^{-1}(t)$, au sens du produit des opérateurs (la réciproque n'est pas vraie, c'est-à-dire que T peut être de cette forme sans être nécessairement continue) et la corrélation $\rho(s, t)$ est de la forme $\int_\Omega g(dx, s)\, \bar{f}(x, t) = [Y(t), X(s)]$ (le trait sur f désigne la quantité conjuguée).

Dans le cas purement discontinu (c'est-à-dire d'un nombre dénombrable d'états possibles), ρ égale la somme $\sum_1^\infty g_i(s)\, \bar{f}_i(t)$ effectuée sur tous les états possibles dans Ω.

C'est seulement dans le cas fini que cette propriété impose à $\rho(s, t)$ une structure très particulière.

Cas strictement stationnaire. — p ne dépend pas du temps et

$$d_x p(x) = \int_\Omega d_y p(y)\, P(y, x; t) \quad \text{ou} \quad pT = p.$$

P ne dépend que de $t = u - s$.

---

(1) *Annals of Mathematics*, 1941.

Dans le cas continu (uniformément), c'est-à-dire sous la seule hypothèse $T(t) \to J$ si $t \to 0$ [J est un projecteur qui peut n'être pas l'opérateur identité $I = T(0)$], il existe [résultats de Dunford et Hille ([2])] un générateur a, opérateur linéaire borné tel que $T(t) = J e^{ta}$.

Comme $\|T(t)\| = 1$, le spectre de a [c'est-à-dire l'ensemble des points λ pour lesquels l'inverse de l'opérateur $\lambda I - a$ n'existe pas comme opérateur borné partout défini $R(\lambda)$] est contenu dans le demi plan $\mathcal{R}(\lambda) \leqq 0$ ($\mathcal{R}$ = partie réelle). Si les points de $\sigma(a)$ situés sur l'axe imaginaire du plan complexe en λ sont isolés, on peut d'après la théorie spectrale [*cf.* Hille ([2])] décomposer a en $a_1 + a_2$, avec $T(t) = J e^{ta_1} + J e^{ta_2}$, tels que $\sigma(a_1)$ soit dans la portion $\mathcal{R}(\lambda) \leqq \varepsilon < 0$ du plan λ, et $\sigma(a_2)$ sur l'axe imaginaire uniquement. La résolvante de a_1, soit $R_1(\lambda)$, est holomorphe pour $\mathcal{R}(\lambda) \geqq 0$ et la première partie de T contribue uniquement à la portion continue et dérivable de la fonction spectrale $F(x)$ de la corrélation $\rho(t)$, [ρ est pour $t > 0$ la fonction caractéristique de $F(x)$], soit $F_1(x) = \int_{-\infty}^{\alpha} f_1(t)\,dt$

$$f_1(x) = \frac{1}{\pi} \mathcal{R}\left(g, R_1(ix)\bar{f}\right), \qquad d_x g(x) = d_x p(x) f(x).$$

Reste la part due à $J e^{ta_2}$.

On peut conclure lorsque ces points (isolés sur l'axe imaginaire) sont des pôles. Ils sont alors nécessairement d'ordre 1 (rang fini ou infini). Le calcul direct donne comme contribution à $F(x)$, sa partie discontinue aux points x_j tels que les ix_j soient les pôles en question.

Dans le cas fortement convergent, toujours d'après Hille, a n'est plus borné et les conclusions précédentes ne valent que si $T(t) = J_1 e^{ta_1} + J_2 e^{ta_2}$ (a_1 comme a n'étant pas borné), ce qui n'est pas le cas en général.

Dans le cas d'un nombre fini ou dénombrable d'états possibles, les propriétés de décomposition de J en groupes instantanés ramènent le calcul de $\rho(t)$ au cas où $J = 1$, opérateur identité.

Pour deux états possibles seulement, on montre qu'une réciproque est valable, c'est-à-dire que si $\rho(t)$ est de la forme indiquée ci-dessus, il existe un processus de Markoff strictement stationnaire dont elle est fonction de corrélation.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Indicateurs abstraits et champs stochastiques* ([1]). Note de M. **Michel Loève**, présentée par M. Émile Borel.

Indicateurs. — A un champ borélien $\mathcal{F}(U)$ d'ensembles A, B, ..., défini sur l'ensemble fondamental U d'éléments u faisons correspondre un champ $\mathcal{F}(I)$

([2]) *Analysis and semi-groups* (*Colloquium of Am. Math. S.*, XXXI.)

([1]) La théorie ci-dessus a été développée dans un cours donné en 1947 à University College (Université de Londres).

d'éléments abstraits, *indicateurs idempotents*, $I(A)$, $I(B)$, ..., $I(U)=1$ tels que

$$I(\bar{A})=I(U-A)=1-I(A),\qquad I\left(\bigcap_k A_k\right)=\prod_k I(A_k),$$

$$I\left(\bigcup_k A_k\right)=1-I\left(\bigcap_k \bar{A}_k\right).$$

Introduisons les *indicateurs simples*

$$X=\sum_{k=1}^{m} x_k I(A_k),\qquad Y=\sum_{l=1}^{n} y_l I(B_l),\qquad \ldots,$$

x_k, y_l, ... réels ou complexes (ou, plus généralement, éléments d'un anneau de Banach), avec $I(X\in A_k)\equiv I(A_k)$; $X=0$, $X>0$ équivalent, respectivement, à tous les $x_k=0$, tous les $x_k>0$;

$$f(X, Y, \ldots)=\sum_{k=1}^{m}\sum_{l=1}^{n}\cdots f(x_k, y_l, \ldots)I(A_k, B_l, \ldots).$$

A l'ensemble des fonctions simples, $\geqq 0$, définies sur $\mathcal{F}(U)$, ayant pour borne supérieure une fonction $x(u)\geqq 0$ [nécessairement mesurable $\mathcal{F}(U)$, prolongée sur U] correspond un ensemble d'indicateurs simples qui définira un indicateur $X=\int x(u)I(du)$, *borne supérieure de cet ensemble*. On passe de là à l'espace topologique d'indicateur $\{X\}$ correspondant à l'ensemble des fonctions mesurables $\mathcal{F}(U)$, et qui est en même temps un anneau. Un tel espace peut également être défini sur un groupe de champs $\mathcal{F}_i(I_i)$ dont les éléments respectifs ne sont pas nécessairement commutatifs. On peut également procéder en sens inverse, partir d'un espace $\{X\}$ qui soit : *a*, un anneau; *b*, vectoriel; *c*, partiellement ordonné; *d*, tel que toute suite non-décroissante et bornée supérieurement définit un élément de $\{X\}$, la borne supérieure de la suite.

Espérance mathématique. — Définissons l'opération $\mathcal{E}$ par

(1) $$\mathcal{E}I(A)\geqq 0,\qquad \mathcal{E}(1)=1,$$

(2) $$\mathcal{E}[xI(A)+yI(B)]=x\mathcal{E}I(A)+y\mathcal{E}I(B),$$

(3) $$\mathcal{E}(\lim X_n)=\lim\mathcal{E}(X_n),$$

si cette dernière existe. $\mathcal{E}I(A)$ s'écrira encore Pr(I).

On détermine ainsi un champ stochastique $\{X, \mathcal{E}\}$ dont l'étude se fera par une méthode uniforme : 1° on établit des relations entre indicateurs, 2° on applique $\mathcal{E}$.

2. *Réalisations*. — A. Champs finis, $\mathcal{E}$ obéit à (1) et (2).

1° $\mathcal{F}$ est défini sur le produit direct d'un nombre fini des U_i; les indicateurs idempotents sont les fonctions caractéristiques de ses éléments. On retrouve

les champs de probabilités finis, avec la notion d'espérance mathématique comme notion première.

2° Les indicateurs idempotents sont des matrices correspondant à des résolutions finies de l'identité; $\{X\}$ est l'ensemble des matrices définies d'après 1. En se bornant à une résolution de l'identité et aux matrices hermitiennes on retrouve que $\mathcal{E}X = \text{trace } PX$ où P est une de ces matrices qui soit du type non négatif et de trace 1.

B. Champs infinis, $\mathcal{E}$ obéit à (1), (2) et (3).

1° $\mathcal{F}$ est défini sur un produit des U_i, les indicateurs idempotents sont les f. c. de ses éléments. On retrouve les champs infinis de probabilités.

2° $\mathcal{F}$ est défini sur une résolution $I(u)$ de l'identité dans un espace de Hilbert. Les X sont alors des opérateurs de la forme

$$\int x(u)\,I(du) \qquad \text{et} \qquad \mathcal{E}X = \sum_k |c_k|^2 (Xf_k, f_k),$$

où

$$\sum_k |c_k|^2 = 1, \qquad (f_k, f_l) = \delta_{kl}.$$

3° $\mathcal{F}$ est défini sur plusieurs résolutions de l'identité, soit pour fixer les idées $I(u)$ et $J(v)$. Alors X et $Y = \int y(v)\,J(dv)$ généralement ne commutent pas. Posons

$$Z = XY = \mathcal{R}XY + i\mathcal{J}XY, \qquad \text{où} \quad \mathcal{R}XY = \frac{XY + YX}{2}, \qquad \mathcal{J}XY = \frac{XY - YX}{2}$$

sont hermitiens, par suite possèdent chacun une résolution de l'identité et les probabilités attachées à chacun existent. Généralement, il n'y a pas de probabilité attachée à l'opérateur *complexe* Z (dont le conjugué $\bar{Z}$ sera YX); néanmoins l'espérance mathématique a un sens. On peut introduire des stochastiques de second ordre et les propriétés des espérances mathématiques correspondantes sont préservées. Ainsi le déterminant $\|\mathcal{E}Z_i\overline{Z_k}\| \geqq 0$, $k, l = 1, 2, \ldots, n$. Pour $n = 2$, l'on a

$$\mathcal{E}|Z_1|^2 \mathcal{E}|Z_2|^2 \geqq \mathcal{R}^2(\mathcal{E}Z_1\overline{Z_2}) + \mathcal{J}^2(\mathcal{E}Z_1\overline{Z_2}).$$

Si $\mathcal{E}Z_1 = \mathcal{E}Z_2$ et $\mathcal{J}Z_1\overline{Z_2} = C$, alors le premier membre est $\geqq C^2$; c'est une relation d'indétermination. On retrouve le modèle stochastique de la mécanique quantique si : *a*. les résolutions de l'identité sont canoniquement conjuguées, ce qui les détermine à une transformation unitaire d'ensemble près; *b*. l'on se borne aux $x(u)$ et $y(v)$ réels.

On peut enfin se placer dans des espaces plus généraux, par exemple dans les espaces réflexifs où les opérateurs de projection possèdent les propriétés nécessaires.

Aux résultats de la théorie *concrète* (classique) des probabilités où la notion première est celle de probabilité correspondent dans cette théorie abstraite des champs stochastiques des résultats parallèles, du moins autant que les indicateurs considérés commutent.

MÉCANIQUE. — *Remarque sur la stabilité en connexion avec les valeurs propres d'une matrice*. Note (*) de M. **François H. Raymond**, présentée par M. Louis de Broglie.

Des problèmes de mécanique et de servomécanisme conduisent à rechercher les valeurs caractéristiques d'une matrice régulière, plus précisément à rechercher le signe de ces valeurs caractéristiques. Des Notes de Maurice Parodi ont apporté une contribution à l'étude de cette question. Une Note récente de M. Udo Wegner [1] donne une méthode obtenue dans une voie que nous avions nous-même abordée. Cette Note complète celle de M. Wegner.

Considérons la transformation conforme

$$\Omega = n\frac{\lambda+1}{\lambda-1}, \tag{1}$$

que transforme le demi-plan $\mathcal{R}\lambda < 0$ dans le domaine intérieur au cercle de rayon égal à n (centré à l'origine). Cette transformation associe à la matrice A d'ordre n, la matrice :

$$C = n(A-I)^{-1}(A+I) \qquad (I = \text{matrice unité d'ordre } n), \tag{2}$$

ou encore $C = nB$, B étant la transformée de A considérée par M. Wegner.

Si tous les termes de C sont, en module, inférieurs à l'unité, on sait que ses valeurs caractéristiques sont à l'intérieur du cercle de rayon n centre à l'origine. Les termes de B sont donc, dans ce cas, inférieurs, en module à $1/n$.

On peut donc énoncer les deux propriétés suivantes :

a. Si la matrice $(A-I)^{-1}(A+I)$ a tous ses termes inférieurs, en module, à $1/n$, n étant l'ordre de la matrice A, alors les valeurs caractéristiques λ_i de A sont à partie réelle négative : $\mathcal{R}\lambda_i < 0$.

b. Si la matrice $(A+I)^{-1}(A-I)$ a tous ses termes inférieurs, en module, à $1/n$, les valeurs caractéristiques de A sont à partie réelle positive : $\mathcal{R}\lambda_i > 0$.

On peut exprimer la matrice A en fonction de B. La relation homographique considérée sous *b* peut s'écrire :

$$B + I = (I - B)A,$$

ou encore :

$$2I = (I - B)(A + I).$$

(*) Séance du 2 mai 1949.

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1200.

Par suite, *les matrices* A *déduites par la relation :*

$$A = 2(I - B)^{-1} - I, \quad (3)$$

de toute matrice B *dont les termes ont leur module inférieur à l'unité sont définies positives.*

ÉLASTICITÉ. — *Mesures des contraintes résiduelles à la surface des aciers cémentés et trempés.* Note (*) de MM. **Jacques Pomey, Louis Abel et François Goutel**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Dans une précédente Note ([1]) nous avons exposé l'intérêt de ces mesures et les principes sur lesquels elles reposent, nous nous proposons, dans la présente Note, de donner un exemple d'application.

Sur la surface polie de la pièce dont on veut mesurer la limite élastique à la compression, on applique une bille polie d'acier dur à roulement et de diamètre petit, on exerce une force de pression légère (400^g) et mesure au pont double de Thomson la résistance de contact, puis on exerce successivement une série de forces plus élevées, 500^g, 600^g, 700^g, en revenant après chaque application à la charge initiale de 400^g. On trace par points le diagramme résistance de contact R sous la charge initiale de 400^g en fonction de la charge maxima F appliquée avant mesure de R. On constate (*fig.* 1) une brusque chute de la résistance de contact pour la charge correspondant à la limite élastique de contact. Connaissant le module élastique de la bille et de la pièce en

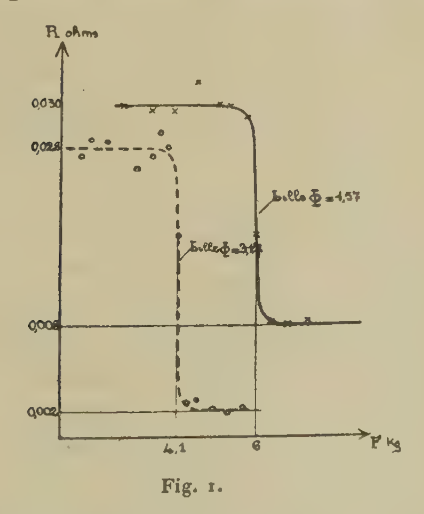


Fig. 1.

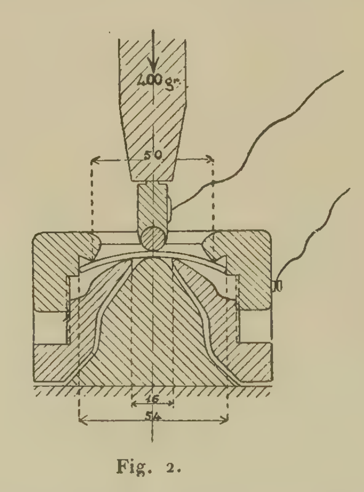


Fig. 2.

essai, ainsi que les rayons de courbure, la formule de Hertz donne la pression maxima au centre du cercle de contact qui est la limite élastique cherchée.

Nous avons opéré sur un cylindre (diam 58^{mm}, h 200^{mm}) en acier nickel

(*) Séance du 2 mai 1949.

([1]) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 223-224.

chrome de cémentation (C 0,18, Ni 1,5, Cr 1, Mn 0,8) cémenté au gaz pour une profondeur de $1^{mm},2$ trempé au sel à 250° pendant deux minutes, refroidi d'abord à l'air calme, puis à l'air liquide; nous trouvons une dureté Rockwell cône d'indice 61,5 et une limite élastique à la compression de 680 kg/mm².

Ce cylindre est foré, alésé sous l'eau et par faibles passes pour éviter tout échauffement ou toute déformation jusqu'à une épaisseur restante de $2^{mm},5$ et découpé avec le même soin en douze morceaux égaux par deux sections droites et deux sections diamétrales. La dureté Rockwell tombe à 58 et la limite élastique à la compression à 350 kg/mm².

Pour pouvoir déduire la contrainte superficielle de ces mesures, nous préparons par ailleurs un acier homogène de même composition en ce qui concerne les divers éléments d'addition Ni, Cr, Mn et impuretés, mais à 1 % de carbone. Celui-ci est forgé et laminé en plat et usiné sous forme de disques de 54^{mm} de diamètre et $2^{mm},46$ d'épaisseur; ceux-ci sont polis, protégés par cuivrage, soumis au même traitement thermique que le cylindre, décuivrés au bain de cyanure. Un disque est fixé dans un montage imaginé par M. Blain, de telle sorte que le serrage entre un cercle de 16^{mm} de diamètre pour une face et 50^{mm} pour l'autre, donne au disque une déformation purement élastique et paraboloïde de révolution (*fig.* 2).

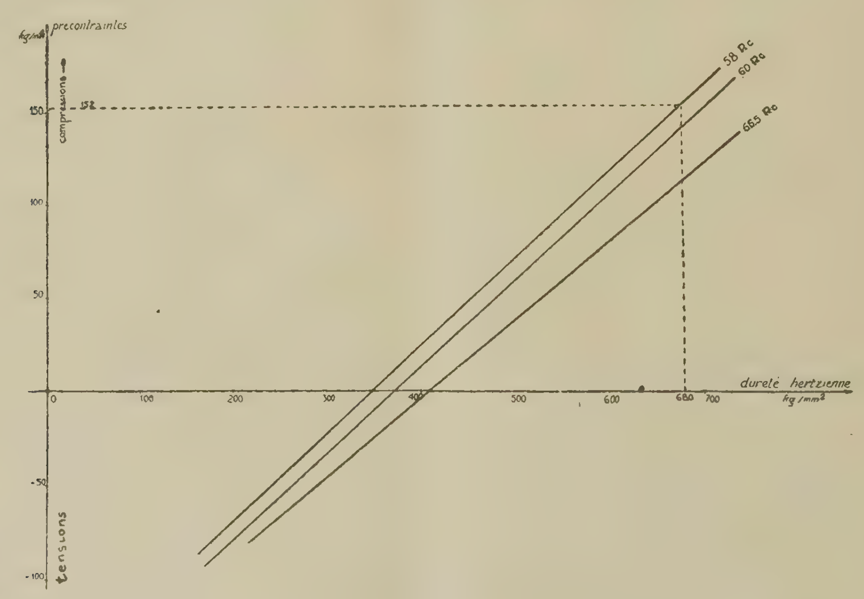


Fig. 3.

On mesure le rayon de courbure au sommet soit par méthode optique, soit à l'aide d'un comparateur. On en déduit les contraintes élastiques en extension sur une face et en compression sur l'autre. Le disque avec sa monture est placé sur l'appareil de mesure de la limite élastique à la compression. On

peut ainsi tracer la courbe peu éloignée d'une droite, reliant la limite élastique à la compression, à la contrainte superficielle préalable (*fig.* 3).

On opère ainsi sur des disques ayant subi des traitements très légèrement différents jusqu'à trouver pour l'un d'eux la même dureté Rockwell, indice 58, et la même limite élastique à la compression (350 kg/mm²) que la surface du cylindre détendue par découpage en l'absence de contrainte préalable. Sur la courbe correspondante une limite élastique à la compression de 680 kg/mm² correspond à une contrainte préalable de 150 kg/mm². C'est avec une précision de ± 10 kg/mm², la valeur de la contrainte superficielle développée par la cémentation suivie de trempe. Ces contraintes élevées expliquent le comportement des aciers cémentés et en particulier leur endurance exceptionnellement élevée.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la visualisation du tourbillon marginal d'une aile, au moyen de lamelles d'aluminium, en soufflerie aérodynamique*. Note (*) de M. **Joseph-Maurice Bourot**, présentée par M. Henri Villat.

De chaque extrémité d'une aile en translation, s'échappe un tourbillon, d'axe quasi rectiligne et quasi parallèle à la direction d'avancement; le phénomène a fait l'objet des recherches de plusieurs expérimentateurs [1] et sa structure qualitative est élucidée. Toutefois, il restait à préciser certaines valeurs quantitatives, dont la connaissance est liée à celle du champ aérodynamique.

Nous avons étudié une méthode qui permet de déterminer chronophotographiquement la *répartition des vitesses*, et d'en déduire *l'inclinaison des trajectoires hélicoïdales*, la *rotation angulaire des couches*, la valeur du *vecteur tourbillon*, et celle de la *pression*.

Nous avons d'abord vérifié que le tourbillon est entraîné *en bloc* par le courant général, c'est-à-dire que tous ses points ont la même vitesse *axiale* V_0. Il restait à évaluer les projections v, sur un plan L normal à l'axe tourbillonnaire, des vitesses V des différents points de ce plan; le champ aérodynamique est alors déterminé par la relation

$$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v}.$$

En principe nous éclairons une tranche L, normale à l'axe et d'épaisseur convenable; nous y envoyons des particules d'aluminium de coefficient approprié [2] et nous photographions *dans l'axe*, à une distance suffisante

(*) Séance du 9 mai 1949.

[1] Voir notamment : J. Valensi, *Publ. Sc. et Techn. du Min. de l'Air*, **128**, 1938, p. 201; Ch. Chartier, *ibid.*, **178**, 1942, p. 662.

[2] J. M. Bourot, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1424.

pour rendre négligeables les erreurs de parallaxe. En pratique, un miroir incliné à 45° permet de placer l'appareil photographique hors de la veine fluide : ses dimensions étant comparables à celles de la zone explorée, soit quelques centimètres, la perturbation qu'il entraîne est très localisée du côté amont.

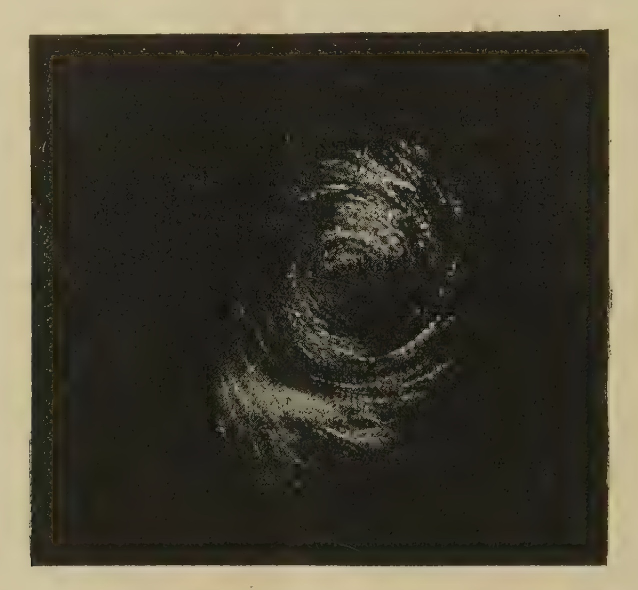


Fig. 1.

La figure 1 reproduit un cliché pris dans les conditions suivantes : Aile P. Z. L. D. J. 3., bout rectangulaire; Corde : 12^{cm}, Demi-envergure : 40^{cm}. Incidence : 15°; Vitesse du courant général : $V_0 = 72$ cm/s; Coefficient de poudre : $K_0 = 5000$.

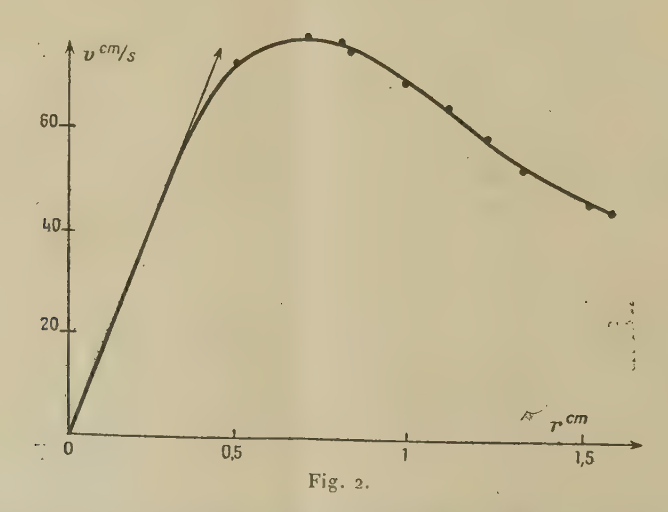


Fig. 2.

Vers le centre de la photographie, les mesures sont impossibles, les trajectoires étant quasi parallèles à l'axe. Vers la périphérie, les trajectoires se

raccordent à l'écoulement général. La zone intermédiaire est bien organisée et permet une bonne restitution du champ aérodynamique.

Des mesures sur agrandissement donnent la répartition des vitesses v, en fonction de la distance radiale r. Nous avons extrapolé nos résultats jusqu'à l'origine, en admettant que, du fait de la viscosité, la partie centrale du noyau tourne en bloc (*fig.* 2). Le phénomène ne suit la loi théorique

$$v\,r = \text{Const.}$$

qu'au delà d'une notable valeur de r, correspondant sensiblement au milieu de la zone organisée.

A partir de ces mesures, les autres caractéristiques de l'écoulement s'obtiennent aisément.

DYNAMIQUE STELLAIRE. — *Sur l'évolution des galaxies en spirale barrée.* Note de M. **Hervé Fabre**, présentée par M. Jean Chazy.

La théorie hydrodynamique des figures des univers stellaires, telle qu'elle a été conçue et développée ([1]) par Lindblad, et la théorie de l'apparition d'un potentiel de résonance dans un système stellaire d'aplatissement croissant ([2]), conduisent indépendamment l'une de l'autre à la définition d'un *aplatissement critique* d'environ 0,7 qui est atteint au cours du temps par toute galaxie assimilable statistiquement à un ellipsoïde de révolution avec rotations internes, dans lequel la densité stellaire serait fonction des coordonnées polaires méridiennes r, φ, et pour lequel l'excentricité apparaîtrait de plus en plus forte par suite des conditions dissipatives. Notre aplatissement critique n'est pas exactement égal à celui de Lindblad, mais il en diffère très peu dans les diverses hypothèses que l'on peut faire sur la répartition des densités stellaires en fonction de r et φ. Eu égard à la largeur d'approximation que comporte le problème, cette quasi-coïncidence est frappante. L'aplatissement critique, dans les deux théories, est identifiable à la borne supérieure des aplatissements des galaxies en figure de nébuleuses elliptiques, et à la borne inférieure des aplatissements des galaxies en figure de nébuleuses spirales, d'où le passage, dynamiquement possible, de la figure elliptique à la figure spirale.

Je voudrais mettre en évidence un autre point sur lequel notre théorie des systèmes stellaires est susceptible d'appuyer de la même manière la théorie de Lindblad, modifiée récemment ([3]) à propos des galaxies dites *spirales barrées*.

([1]) *Stockholms Obs. Annaler,* **12**, n° 4, 1936; **13**, n° 5, 1940; **13**, n° 10, 1941; **14**, n° 1, 1942.

([2]) H. Fabre, *Comptes rendus,* **213**, 1941, p. 825-827; *Ann. Obs. Toulouse,* **16**, 1941, p. 137-248.

([3]) *Stockholms Obs. Annaler,* **15**, n° 4, 1948 : Nébuleuse N. G. C. 1300.

J'ai déjà mentionné un premier cas où l'expansion en spirale ordinaire ne saurait se produire pour une galaxie ellipsoïdale arrivée à son aplatissement critique; c'est le cas où il existerait une très forte condensation stellaire centrale, dont on peut déterminer la masse, qui paraît peu probable parce que trop élevée par rapport à la masse totale.

Un deuxième cas est le suivant : prenons le potentiel de gravitation de Oort, qui est le potentiel newtonien U d'un sphéroïde homogène muni d'une surcharge centrale M (donnant dans U le terme initial Mr^{-1}), et ajoutons-lui le potentiel V d'un anneau matériel en forme de tore mince situé en bordure équatoriale externe du sphéroïde; nous avons comme somme des deux potentiels une fonction $\Omega(r, \sin^2\varphi)$, dont les deux composantes U et V jouissent des propriétés suivantes lorsque φ est nul :

$$2\,U'_r + rU''_r < 0\,(U_{\text{int.}});\qquad 2\,U'_r + rU''_r > 0\,(U_{\text{ext.}});\qquad 2\,V'_r + rV''_r > 0\,(V_{\text{ext.}}).$$

Il n'y a pas à considérer de V intérieur en raison de la minceur du tore, et tout se passe comme si l'anneau était réductible à une circonférence matérielle à densité linéaire encerclant le sphéroïde.

Le potentiel total Ω satisfait à la même inégalité extérieure que U et V, mais les termes significatifs de l'inégalité en V ont d'assez fortes valeurs absolues au voisinage de l'anneau, de sorte, par exemple, que le remplacement de 2 par 3 au premier membre suffit à changer le sens de l'inégalité *pour* Ω *extérieur* :

$$3\,\Omega'_r + r\,\Omega''_r < 0 \qquad (\text{avec } \varphi = 0).$$

Cette nouvelle inégalité exprime justement la condition pour que l'expansion équatoriale, qui donnerait lieu à des spirales ordinaires, soit impossible. Il en résulte que toute galaxie représentable par un sphéroïde de Oort entouré d'un anneau bien fourni en étoiles et en matière cosmique, devra se transformer dans sa structure interne, s'il est vrai que l'aplatissement critique amène un changement de figure. L'anneau équatorial joue, en somme, le même rôle que nous avions précédemment attribué à la valeur anormalement forte de la surcharge M placée au centre. Par ailleurs l'aplatissement critique est défini par un certain système de valeurs numériques des coefficients des développements de U et V, de façon que la dérivée de $r^2\Omega'_r$ par rapport à r puisse devenir égale à la dérivée de 2Ω par rapport à $\sin^2\varphi$ dans les limites de variation de r sur les trajectoires d'étoiles ou de particules sujettes aux premières perturbations ($\varphi \neq 0$).

La formation d'anneaux minces dans une nébuleuse elliptique a déjà été envisagée ([4]) par Randers et par moi; *l'existence d'un anneau périphérique n'est donc pas invraisemblable*, et Lindblad, notamment, l'admet. Il explique ensuite la formation de la *barre* par un processus hydrodynamique d'ondes de

([4]) H. Fabre, *Ann. Obs. Toulouse*, 17, 1945, p. 104-119.

densité, dont il resterait à trouver l'équivalent en restant dans le domaine propre de la statistique stellaire. En représentation schématique, *la barre n'est autre que le diamètre du maximum des densités internes, et elle se raccorde à chacune de ses extrémités avec une moitié correspondante de l'anneau* (raccordement à droite ou raccordement à gauche, selon le sens général de rotation). En outre, chaque moitié de l'anneau se trouve déviée de la forme circulaire et dessine un arc de spirale à petit angle d'ouverture.

ASTROPHYSIQUE. — *Relation entre les émissions radioélectriques solaires décimétriques et les taches du Soleil.* Note de M. **Jean-François Denisse**, présentée par M. André Danjon.

L'intensité moyenne journalière des émissions radioélectriques solaires, observées sur la longueur d'onde de $10^{cm},7$ par A. E. Covington (1), est successivement comparée :

au nombre relatif des taches solaires N, publié par le National Bureau of Standards de Washington;

à la somme ΣA des aires A des taches (corrigées de l'effet de bord), publiée par le Naval Observatory de Washington;

à un indice journalier $\Sigma\sqrt{A}.H_0 = \Sigma A\,(H_0/\sqrt{A})$, obtenu en prenant la somme des produits de la racine carrée de l'aire de chaque tache par son champ magnétique maximum H_0, tel qu'il est donné dans les Publications de la Société Astronomique du Pacifique.

Les figures *a*, *b* et *c* représentent les diagrammes de dispersion correspondants, où l'on a porté pour chaque jour en abscisses, l'intensité de l'émission radioélectrique, en ordonnées, la grandeur de comparaison.

On voit que la relation entre les taches solaires et les émissions radioélectriques notée par Covington (1), devient plus étroite au cours des comparaisons successives, ainsi qu'en témoignent les coefficients de corrélation croissants qui leur correspondent : $\rho = 0,53$, $0,76$ et $0,87$.

Les mesures qui figurent dans ces diagrammes portent sur une période de huit mois, qui s'étend de mars à octobre 1947. Les mêmes comparaisons, pour la période qui s'étend d'octobre 1947 à décembre 1948, révèlent une corrélation encore plus étroite entre les émissions solaires et la somme des aires des taches $\Sigma A (\rho > 0,8)$. Cependant l'amélioration apportée dans la corrélation par l'introduction du champ magnétique, encore extrêmement nette au début de cette période ($\rho > 0,9$), disparaît au cours des derniers mois ($\rho = 0,7$).

Une étude détaillée (2) montre qu'on est conduit à distinguer trois composantes dans les émissions observées sur $10^{cm},7$:

---

(1) *Proc. I. R. E.*, 36, 1948, p. 454.
(2) J.-F. Denisse, *Thèse*, Paris, 1949.

a. Un fond continu qui correspond à une température apparente du Soleil voisine de 60 000° et qui s'interprète bien en fonction des émissions par transitions libre-libre qui se produisent dans la couronne et la chromosphère.

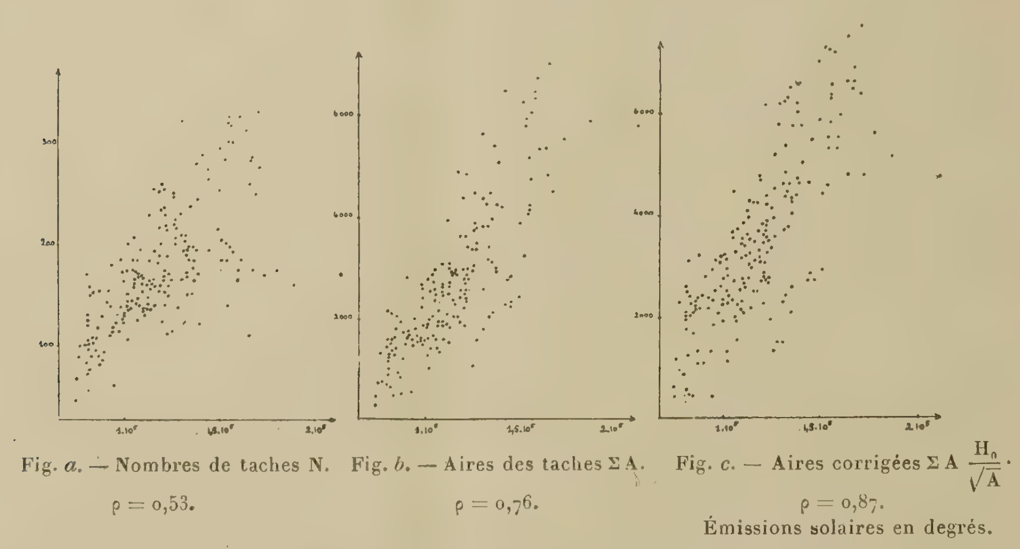


Fig. *a*. — Nombres de taches N. $\rho = 0{,}53$. Fig. *b*. — Aires des taches ΣA. $\rho = 0{,}76$. Fig. *c*. — Aires corrigées $\Sigma A \frac{H_0}{\sqrt{A}}$. $\rho = 0{,}87$.

Émissions solaires en degrés.

Abscisses : intensités des émissions solaires exprimées en température équivalente du disque.
Ordonnées : *a*, nombres de taches; *b*, aires des taches en millionièmes de la surface de l'hémisphère solaire; *c*, aires corrigées (H_0 exprimé en centaines de gauss).

b. Une composante lentement variable et très sensiblement proportionnelle à la somme des aires des taches. On doit noter en effet que les deux indices ΣA et $\Sigma A(H_0/\sqrt{A})$ sont en général peu différents : si l'on exprime H_0 en kilogauss et A en millionièmes de la surface de l'hémisphère solaire, $H_0/\sqrt{A}$ reste voisin de l'unité pour la plupart des taches. Le fait que la corrélation est améliorée par l'introduction du champ magnétique suggère une origine gyromagnétique (3) (4) (5). Cette interprétation conduirait à une température cinétique comprise entre 2 et 8 millions de degrés pour les électrons coronaux au voisinage des taches solaires.

c. De brusques augmentations d'intensité, d'une durée de deux à trois jours, qui se trouvent la plupart du temps associées à des modifications manifestes dans la topographie d'une tache ou d'un groupe de taches. Elles peuvent peut-être se rattacher à un échauffement local des électrons coronaux accélérés par les champs électriques induits dans la couronne au cours de ces variations topographiques (6) (7) (8).

---

(3) K.-O. Kiepenheuer, *Nature*, 158, 1946, p. 339.
(4) J.-F. Denisse, *La Revue Scientifique*, 84, 1946, p. 246.
(5) R.-G. Giovanelli, *Nature*, 161, 1948, p. 134.
(6) W.-F.-G. Swann, *Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 217.
(7) J.-F. Denisse, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1358.
(8) M. Ryle, *Proc. Roy. Soc.*, 195, 1948, p. 82.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'énergie d'interaction mésique des particules.* Note de M. **Jean-G. Valatin**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une représentation sur les états de particules libres, l'équation d'onde d'un système d'électrons peut s'écrire sous la forme (1), (2), (3)

$$(1)\qquad i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Phi_U = U\Phi_U \qquad \text{avec}\qquad U=\frac{1}{2}\sum(\underline{n}_1\underline{n}_2\,|\,\mathrm{U}\,|\,\underline{m}_1\underline{m}_2)\,\overline{a^{\star}_{\underline{n}_1}a^{\star}_{\underline{n}_2}a_{\underline{m}_2}a_{\underline{m}_1}}.$$

Pour les éléments de matrice de l'énergie d'interaction électromagnétique totale nous avons trouvé, (2), (3) en complétant d'une façon relativiste l'énergie coulombienne par un terme correspondant à l'interaction des composantes transversales des courants, pour $\vec{k}_{\underline{n}_1\underline{m}_1} = -\vec{k}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}$, l'expression

$$(2)\qquad \frac{1}{4\pi\Omega}(\underline{n}_1\,\underline{n}_2\,|\,\mathrm{U}\,|\,\underline{m}_1\,\underline{m}_2) = e^2\,\frac{\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2} - \left(\vec{s}_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\cdot\vec{s}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}\right)}{\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2} - \left(\vec{k}_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\cdot\vec{k}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}\right)},$$

avec les notations (4)

$$\rho_{\underline{n}_i\underline{m}_i} = \psi^{\star}_{\underline{n}_i}\psi_{\underline{m}_i},\qquad \vec{s}_{\underline{n}_i\underline{m}_i} = -\psi^{\star}_{\underline{n}_i}\vec{\alpha}\,\psi_{\underline{m}_i},\qquad k_{\underline{n}_i\underline{m}_i} = \left|\vec{k}_{\underline{n}_i\underline{m}_i}\right| = \frac{\left|\vec{p}_{\underline{m}_i}-\vec{p}_{\underline{n}_i}\right|}{\hbar c},\qquad \nu_{\underline{n}_i\underline{m}_i} = \frac{\mathrm{E}_{\underline{m}_i}-\mathrm{E}_{\underline{n}_i}}{\hbar c}.$$

Pour caractériser l'état d'un système de nucléons, on peut introduire l'espace R des états $\psi_{\underline{m}_i}$ d'un seul nucléon libre, où par suite du spin isotopique $\psi_{\underline{m}_i}$ possède 8 composantes. Les états d'énergie négative et les vecteurs duals correspondants de R_- apparaissent de la même façon que dans le cas de l'électron. L'état Φ_U du système peut être caractérisé (1), (2) par les composantes de tenseur antisymétrique $u_{\bar{n}_1\ldots\bar{n}_i}$. Il est possible, cependant, qu'au lieu des états de neutron et d'anti-neutron, l'état du neutron soit caractérisé par une combinaison linéaire de l'état d'une particule et d'une antiparticule (5).

Pour obtenir une expression de l'énergie d'interaction mésique de nucléons, on peut partir de l'analogie des équations des potentiels électromagnétiques et mésiques. Pour une onde plane monochromatique $\mathrm{A}_i = \mathrm{A}_{0i}e^{i(\vec{k}.\vec{x}-\nu ct)}$ on a $\square\mathrm{A}_i = -(k^2-\nu^2)\mathrm{A}_i$, et l'équation $\square\mathrm{A}_i = -4\pi e s_i$ donne pour $s_i = s_{0i}e^{i(\vec{k}.\vec{x}-\nu ct)}$, $\mathrm{A}_i = 4\pi e s_i/k^2-\nu^2$. Dans le cas mésique, on a $\square\mathrm{A}_i - \mu^2\mathrm{A}_i = -(k^2-\nu^2+\mu^2)\mathrm{A}_i$, et la solution correspondante de l'équation $\square\mathrm{A}_i - \mu^2\mathrm{A}_i = 4\pi g s_i$ est ainsi

(1) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1205.

(2) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1283.

(3) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1329.

(4) Dans les notations données dans *loc. cit.* (2) le facteur c de l'expression de $\vec{s}_{n_im_i}$ doit être supprimé, tandis que le dénominateur de $\nu_{n_im_i}$ doit être multiplié par c.

(5) E. Majorana, *Nuovo Cimento*, **14**, 1937, p. 71; W. Furry, *Phys. Rev.*, **54**, 1938, p. 56.

$A_i = -4\pi g s_i / k^2 - \nu^2 + \mu^2$. L'argument de correspondance conduisant à la formule de Møller fournit donc dans le cas mésique, l'expression relativiste

$$\frac{1}{4\pi\Omega}(\underline{n}_1\underline{n}_2 \mid U \mid \underline{m}_1\underline{m}_2) = -\frac{1}{2}g^2\left(\frac{1}{k^2_{\underline{n}_1\underline{m}_1} - \nu^2_{\underline{n}_1\underline{m}_1} + \mu^2} + \frac{1}{k^2_{\underline{n}_2\underline{m}_2} - \nu^2_{\underline{n}_2\underline{m}_2} + \mu^2}\right) \times \left(\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2} - \left(\vec{s}_{\underline{n}_1\underline{m}_1} \cdot \vec{s}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}\right)\right). \tag{3}$$

Pour $\mu = 0$, l'expression (3) donne, au facteur constant près, l'élément de matrice de Møller sous la forme symétrisée.

En cherchant pour l'énergie d'interaction des forces mésiques neutres correspondant au couplage des quadri-courants, une expression qui devienne pour $\mu \to 0$ de la forme de l'énergie d'interaction électromagnétique (2), et qui pour $\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1} = -\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2}$ soit identique à (3), on est conduit à poser, pour

$$\vec{k}_{\underline{n}_1\underline{m}_1} = -\vec{k}_{\underline{n}_2\underline{m}_2} = \vec{k}, \quad \text{avec} \quad -\left(\vec{k}_{\underline{n}_1\underline{m}_1} \cdot \vec{k}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}\right) = k^2,$$

$$\frac{1}{4\pi\Omega}(\underline{n}_1\underline{n}_2 \mid U \mid \underline{m}_1\underline{m}_2) = -g^2\frac{\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2} - \left(\vec{s}_{\underline{n}_1\underline{m}_1} \cdot \vec{s}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}\right)}{\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2} - \left(\vec{k}_{\underline{n}_1\underline{m}_1} \cdot \vec{k}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}\right) + \mu^2}. \tag{4}$$

L'élément de matrice correspondant de l'énergie d'interaction selon la théorie symétrique du méson résulte de celui de la théorie neutre, en remplaçant l'expression (4) par la somme de trois termes qu'on obtient de (4) en écrivant au lieu des opérateurs α_ν ($\nu = 0, 1, 2, 3$), dans les expressions de densité du numérateur, les opérateurs $\alpha_\nu \tau_j$ avec $j = 1, 2, 3$, les τ_j étant les opérateurs du spin isotopique.

Dans un système de référence donné, l'expression (4) peut être divisée, comme dans le cas électromagnétique, en deux termes, correspondant à la partie longitudinale et transversale de l'interaction. En utilisant l'équation de continuité $\nu_{\underline{n}_i\underline{m}_i}\rho_{\underline{n}_i\underline{m}_i} = k_{\underline{n}_i\underline{m}_i} s^{\text{long}}_{\underline{n}_i\underline{m}_i}$, on a, pour la partie longitudinale de l'énergie d'interaction,

$$\frac{1}{4\pi\Omega}(\underline{n}_1\underline{n}_2 \mid U^{\text{long}} \mid \underline{m}_1\underline{m}_2) = -g^2\frac{\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2} + s^{\text{long}}_{\underline{n}_1\underline{m}_1}s^{\text{long}}_{\underline{n}_2\underline{m}_2}}{\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2} + k^2 + \mu^2} \tag{5}$$
$$= -g^2\frac{\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2} + k^2}{k^2}\,\frac{\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2}}{\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2} + k^2 + \mu^2} = -g^2\frac{\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2}}{k^2 + \dfrac{\mu^2}{1 + \dfrac{\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2}}{k^2}}}.$$

Pour $|\nu_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\nu_{\underline{n}_2\underline{m}_2}/k^2| \ll 1$, ce qui correspond approximativement à $(v/c)^2 \ll 1$, on a

$$\frac{1}{4\pi\Omega}(\underline{n}_1\underline{n}_2 \mid U^{\text{long}} \mid \underline{m}_1\underline{m}_2) = -g^2\frac{\rho_{\underline{n}_1\underline{m}_1}\rho_{\underline{n}_2\underline{m}_2}}{k^2 + \mu^2}, \tag{5a}$$

correspondant à l'élément de matrice de l'énergie potentielle statique $-g^2(e^{-\mu r}/r)$ de Yukawa.

Les considérations de correspondance conduisant à l'expression (3) peuvent être appliquées également dans le cas d'une source tenseur antisymétrique, pseudo-vecteur ou scalaire du champ mésique et l'on peut former des éléments de matrice d'énergie d'interaction, avec des facteurs de couplage convenables, en remplaçant le produit scalaire des deux quadrivecteurs du numérateur de (4) par le produit correspondant des densités tenseur antisymétrique, pseudo-vecteur ou scalaire.

En introduisant pour les leptons, électrons et neutrinos, la variable correspondant au spin isotopique, on peut également écrire, avec des facteurs de couplage convenables, les expressions correspondantes de l'énergie d'interaction mésique des leptons ou des leptons et des nucléons.

PHYSIQUE DES SURFACES. — *Tension d'adhésion et énergie de liaison.* Note de Mme **Lina P. Guastalla** et M. **Jean Guastalla**, transmise par M. Jacques Duclaux.

A. Plongeons verticalement une lame paraffinée dans l'eau tapissée d'un film gras que la plaque prélève en plongeant, et mesurons la force verticale à laquelle la lame est soumise, en vue de déterminer la tension d'adhésion ([1]).

On supposera que le film prélevé empêche le contact des molécules d'eau avec la paraffine, et dans une première approximation on admettra que le travail unitaire de plongée se décompose en deux termes ([2]) :

a. travail contre la tension superficielle ($A - p$) de l'eau couverte de film (A étant la tension superficielle de l'eau pure, p la pression du film);

b. énergie W libérée par la fixation des chaînes grasses du film à 1^{cm^2} de surface paraffinée.

Si Γ est la tension d'adhésion d'entrée, on aura ici :

$$-\Gamma = A - p - W \qquad \text{ou} \qquad W = \Gamma + A - p.$$

B. Dans une première série de mesures, nous avons plongé la lame paraffinée dans l'eau acidulée (N/100 HCl) couverte d'un film d'*acide oléique*. Nous avons déterminé Γ pour diverses valeurs de p, et nous avons calculé W (énergie de liaison par centimètre carré) et $W_{\mathrm{mol}} = W/\delta = W\sigma$ (énergie de liaison d'une molécule du film avec la paraffine; δ est la densité superficielle, $\sigma = 1/\delta$ est l'aire moléculaire). Nous avons supposé en première approximation que l'aire moléculaire du film prélevé sur la lame était identique à l'aire moléculaire sur l'eau.

Résultat inattendu, l'énergie de liaison *par centimètre carré* W paraissait sensiblement constante (voisine de 43 ergs), alors que l'énergie de liaison par

---

([1]) J. et L. Guastalla, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 2054.

([2]) Après correction de la poussée d'Archimède.

molécule W_{mol} diminuait lorsque la pression de prélèvement augmentait (22 à 14. 10^{-14} ergs).

C. En vue de serrer le problème, nous avons effectué des mesures analogues en prélevant des films d'*acide myristique*. On sait que l'isotherme du film d'acide myristique présente une discontinuité très nette (passage de l'état *liquide condensé* à l'état *liquide dispersé*, vers 13 dynes/cm vers 19°C (*fig.* 1, A). De plus, nous avons déterminé expérimentalement le taux de prélèvement du film sur la lame paraffinée, pour diverses pressions.

a. Tension d'adhésion Γ *en fonction de* p. — Elle présente une discontinuité très nette (*fig.* 2).

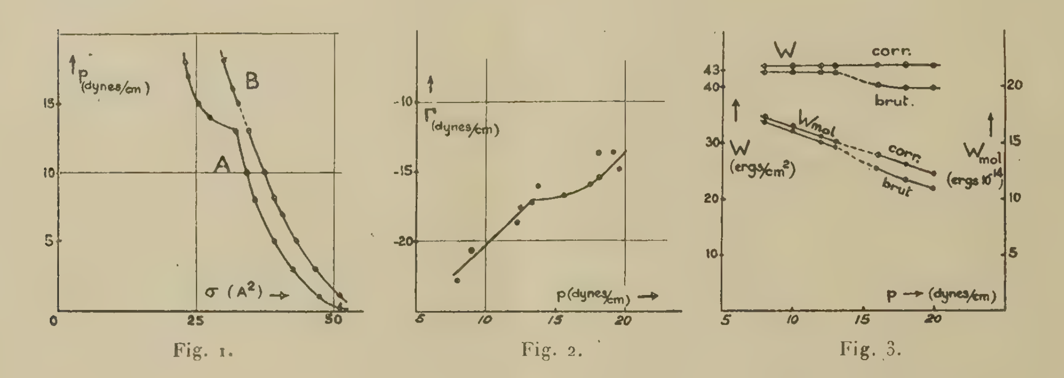


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

b. Taux de prélèvement. — Le taux de prélèvement *en densité* τ est de 90-96 % quand le film est dans l'état *liquide dispersé*, il tombe à 70-80 % dans l'état *liquide condensé*. C'est dire que le film *se détend*, plus ou moins selon son état, lors du prélèvement.

c. Isotherme du film sur la lame. — Portons les pressions de prélèvement p en fonction des aires moléculaires réelles du film *sur la lame* ($\sigma_l = \sigma/\tau$) (*fig.* 1, B). Les discontinuités se compensent, *l'isotherme du film sur la lame est continue*.

d. Calcul des énergies de liaison. — On a calculé $W = \Gamma + A - p$, et W_{mo} en multipliant W par l'aire moléculaire réelle σ_l du film sur la lame. Les deux grandeurs sont discontinues en fonction de p.

Toutefois une correction paraît nécessaire. On recueille lors du prélèvement l'*énergie de détente* du film, dont l'aire moléculaire passe de σ à σ_l. Cette énergie est englobée dans la tension d'adhésion. Elle est égale, par molécule, à $p(\sigma_l - \sigma)$, et par centimètre carré à $p(\sigma_l - \sigma)/\sigma_l$ ou $p(1 - \tau)$.

Compte tenu de cette correction, l'énergie de liaison par centimètre carré devient :

$$W = \Gamma + A - p\tau;$$

l'énergie de liaison par molécule devient :

$$W_{mol} = (\Gamma + A)\,\sigma_l - p\sigma.$$

On constate alors que ces énergies corrigées sont continues en fonction de p. L'énergie par centimètre carré est pratiquement constante et voisine de 43 ergs (*fig*. 3).

La constance de W, alors que W_{mol} varie, s'expliquerait peut-être par une densité constante de chaînons paraffiniques sur la lame (repliements de chaînes).

PHYSIQUE DES SURFACES. — *Quelques propriétés des couches monomoléculaires d'hémoglobine*. Note de Mme **Jacqueline Michel** et Mlle **Nicole Benhamou**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Produit utilisé : oxyhémoglobine humaine préparée à partir de sang B conservé (1).

Appareils de mesure : Manomètre superficiel à suspension pendulaire (utilisé par Mlle Benhamou); sensibilité : déplacement de spot de 1mm pour 0,02 dyne/cm. Micromanomètre à fil tendu (utilisé par Mme Michel); sensibilité : déplacement de spot de 1mm pour 0,001 dyne/cm (2).

Étalement des films : à la micropipette, à partir de solutions très diluées (à quelques dix-millièmes); la dilution est faite au dernier moment; on incorpore immédiatement avant l'usage une trace d'alcool amylique destiné à faciliter l'étalement (3). Les résultats paraissent plus réguliers si les solutions sont légèrement tamponnées (phosphates M/45, pH 7,3). Afin d'éviter la formation de films B instables (4), les films sont étalés dans l'état gazeux, ce qui oblige à comprimer le film, pour atteindre des pressions de quelques dynes/cm, au 1/20e ou au 1/30e de son aire d'étalement.

Résultats. — A. *Films étalés sur tampons dilués* (phosphates M/45, pH 7,3).

La courbe de l'état gazeux a été établie par points (*fig*. 1, A).

Le domaine de l'état gazeux correspond à des pressions extrêmement faibles (0 à 0,006 dynes/cm) et à des concentrations superficielles de zéro à 0,15 mg/m² environ. Le calcul de la masse moléculaire (par la relation $pS = RT$) a conduit à des valeurs de 70 000-80 000, ce qui, aux erreurs d'expérience près, relativement importantes en raison de la petitesse des pressions mesurées, paraît correspondre à une molécule d'oxyhémoglobine entière.

La concentration superficielle correspondant à une pression de 1 dyne/cm

(1) La plupart des échantillons ont été préparés par M. H. Chalopin et Mme H. Colson-Guastalla. Pour la technique de préparation, *cf.* H. Chalopin et H. Colson-Guastalla, *Bull. Soc. Ch. Biol.* (à paraître).

(2) J. Guastalla, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 993 et 208, 1939, p. 973.

(3) *Cf.* D. Dervichian, *J. Ch. Phys.*, 37, 1940, p. 110.

(4) *Cf.* J. Guastalla, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1078, et M. Joly, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 975.

(partie inférieure de la courbe des *hautes pressions*) est d'environ 1,1-1,3 mg/m² (*fig.* 2, A) (⁵).

Entre la courbe de l'état gazeux et la courbe des hautes pressions se place un *tronçon intermédiaire* très aplati, *qu'il ne faut pas confondre avec la courbe d'état gazeux* (⁶).

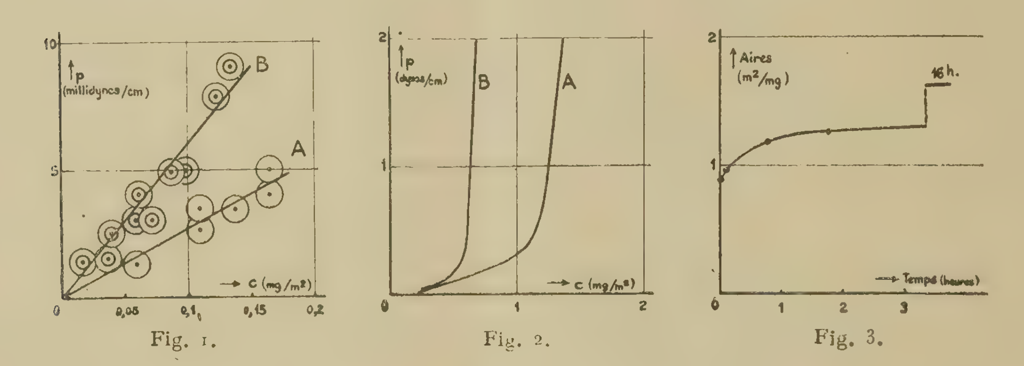


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

B. *Films étalés sur tampons salés* (phosphates M/45, pH 7-7,3, additionnés de NaCl, 30 g/l).

L'étude de l'état gazeux conduit à une masse moléculaire (35 000-40 000) qui paraît correspondre à une molécule *scindée en deux fragments* (*fig.* 1, B).

Parallèlement, la concentration correspondant à une pression de 1 dyne/cm passe à 0,6-0,7 mg/m² (*fig.* 2, B).

La rupture de la molécule en présence de NaCl se fait probablement en surface. L'étalement d'une solution fraîche d'oxyhémoglobine dans le tampon dilué salé, *sur support non salé*, ne montre pas de scission notable.

Ces résultats sont à rapprocher de ceux de Dognon et Gougerot, qui ont signalé (⁷) que des solutions salées d'hémoglobine moussaient fortement alors que les solutions non salées moussent extrêmement peu.

C. La technique superficielle a été utilisée en vue de suivre l'évolution d'une solution d'oxyhémoglobine mise en présence d'un agent dit *dénaturant*. La figure 3 représente, en fonction du temps, les aires sous 1 dyne/cm d'une série de films étalés, sur tampons phosphates M/45, pH 7,3, à partir d'une solution d'oxyhémoglobine contenant 1 % de dioxane et maintenue à 20°C, à différents instants de son évolution. Parallèlement, on observait une décoloration de la solution.

(⁵) *Cf.* Thèse de L. Gougerot, Paris, 1947.

(⁶) Certains auteurs ont cru atteindre l'état gazeux des films d'Hb, alors que la sensibilité de leurs appareils ne pouvait leur permettre de dépasser le *tronçon intermédiaire*.

(⁷) *C. R. Soc. Biol.* (à paraître).

MAGNÉTISME. — *Antiferromagnétisme du protoxyde de nickel.* Note (*) de M. **Marc Foëx** et Mlle **Charlotte Henry la Blanchetais**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'un de nous ([1]) a montré que les protoxydes de certains métaux de transition du groupe du fer (MnO, FeO, CoO, NiO) présentent une anomalie de dilatation. Or, les trois premiers de ces oxydes sont des antiferromagnétiques ([2]); nous avons donc, par analogie, cherché à mettre en évidence le phénomène d'antiferromagnétisme dans le cas de NiO. Des études partielles antérieures ([2]), ([3]), ([4]) n'avaient pas permis de conclure à ce sujet.

Les échantillons étudiés ont été préparés par calcination à l'air de nitrate de nickel très pur, renfermant moins de 1.10^{-4} de fer et de $0,5.10^{-4}$ de cobalt. Nous avons, tout d'abord, effectué une série de calcinations à différentes températures et contrôlé chimiquement et magnétiquement les oxydes ainsi obtenus.

Température de calcination du nitrate (°C) (durée 1^h).	Composition en NiO %.		Susceptibilité magnétique $\chi.10^6$. H_e=2200 Oe.	H_e=4350 Oe.	H_e=6350 Oe.	H_e=7800 Oe.	Température des mesures magnétiques (°C).
505...	98,35	(Excès d'oxygène)	11,19	10,61	10,31	10,10	16,8
600...	99,33		9,37	9,08	9,16	9,09	17,4
692...	99,64		8,93	8,95	8,95	8,94	17,0
790...	99,86		8,91	8,76	8,79	8,73	17,0
882...	99,96		9,00	8,84	8,85	8,78	19,0
980...	≠ 100		8,98	8,88	8,83	8,77	18,8
1 100...			8,94	8,80	8,79	8,73	18,6
1 200...			8,98	8,88	8,87	8,80	18,5
1 400...			9,18	8,87	8,85	8,81	16,0

D'après le tableau ci-dessus, on voit que :

1° les produits préparés à des températures inférieures à 800° C sont peroxydés, l'excès d'oxygène pouvant être dosé par analyse chimique. A température ordinaire, la susceptibilité magnétique et la sensibilité au champ sont d'autant plus fortes que le produit est plus oxygéné;

2° les oxydes préparés entre 800 et 1 200° C ont sensiblement la composition stœchiométrique NiO. Leur susceptibilité magnétique, à température ordinaire, est pratiquement la même et leur sensibilité au champ relativement faible;

(*) Séance du 9 mai 1949.

([1]) M. Foëx, *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 193.

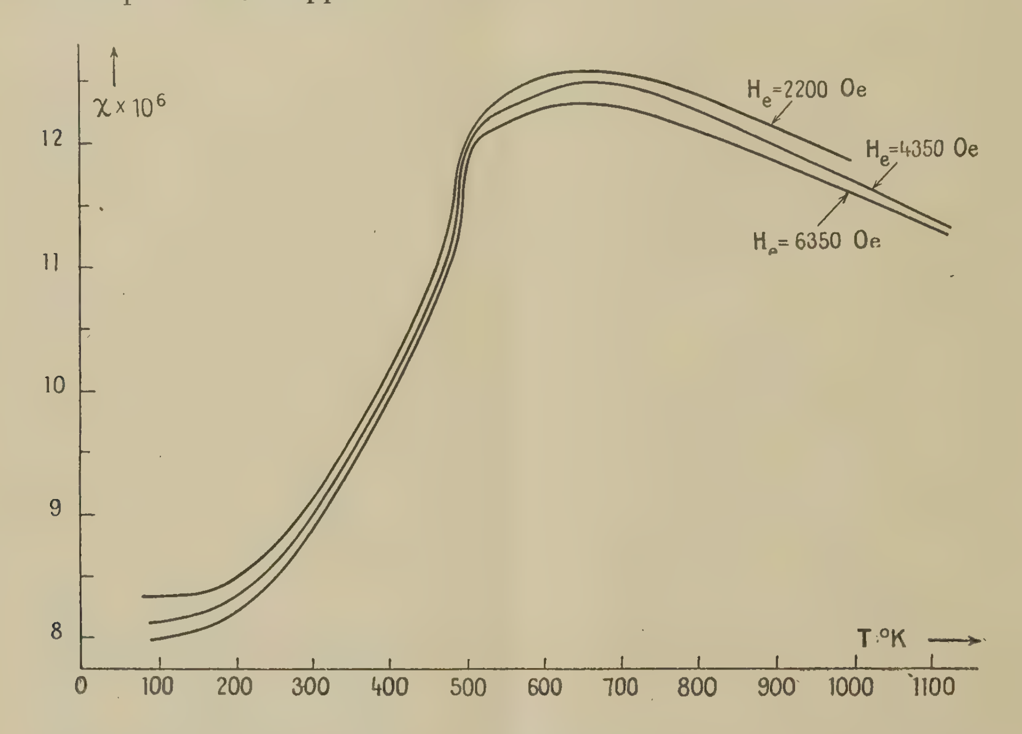
([2]) H. Bizette, *Annales de Physique*, 12e série, **1**, 1946, p. 295 (voir bibliographie).

([3]) W. Klemm et K. Hass, *Zeits. anorg. chem.*, **219**, 1934, p. 82.

([4]) D. P. Roychoudhury et A. K. Bose, *Science and Culture*, **3**, 1937, p. 118.

3° pour des températures de calcination supérieures à 1 200° C, de faibles traces de nickel libre, non dosables chimiquement, apparaissent. Elles sont décelées par l'étude thermomagnétique (présence du point de Curie du nickel à 360° C). Corrélativement, la sensibilité au champ des échantillons augmente légèrement.

Nous avons étudié le comportement magnétique de l'oxyde préparé à 980° C, dans divers champs, en fonction de la température. La composition du produit ne varie pas de façon appréciable au cours de ces mesures.



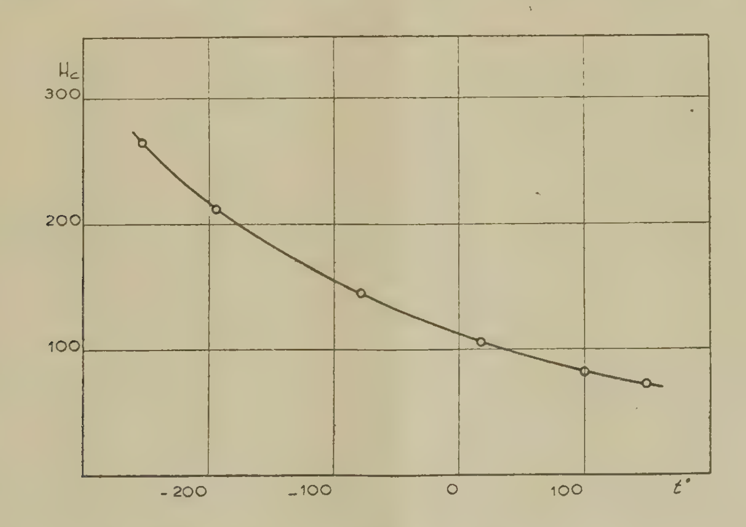
Comme on le voit sur la figure ci-dessus, la susceptibilité magnétique χ croît d'abord lentement puis de plus en plus rapidement avec la température, passe par un maximum très étalé et décroît ensuite. La température du maximum paraît indépendante du champ et est voisine de 647° K (374° C), cependant que la température du point d'inflexion des courbes $\chi = f(T)$ varie légèrement avec le champ et passe de 492° K (219° C), pour 2 200 Oe, à 506° K (233° C) pour 7 800 Oe. Rappelons que l'anomalie de dilatation se situe au voisinage de 523° K (250° C).

Ce comportement est tout à fait caractéristique du phénomène d'antiferromagnétisme. A haute température, l'oxyde de nickel tend vers l'état paramagnétique, mais nos essais n'ont pu être effectués à des températures suffisamment élevées pour nous permettre de vérifier, au delà du maximum de χ, la loi de Curie-Weiss.

MAGNÉTISME. — *Variation du champ coercitif du nickel réduit entre* — 253° C *et* 150° C. Note de M. **Louis Weil**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le champ coercitif des poudres ferromagnétiques très fines est dû, selon la théorie de M. Néel ([1]), ([2]), à deux causes. D'une part l'anisotropie de forme des grains donne naissance à un champ coercitif H_c^f, proportionnel à l'aimantation à saturation $\mathcal{J}$, d'autre part l'anisotropie magnétique de la substance donne naissance à un champ coercitif H_c^m proportionnel à $K/\mathcal{J}$, K étant la constante d'anisotropie.

Pour le nickel, l'anisotropie magnétique est nulle vers 150° C. Au voisinage de cette température, le champ coercitif est donc dû uniquement à la forme des grains et permet de se faire une idée de H_c^f; si aucune autre cause n'intervenait, H_c croîtrait comme $\mathcal{J}$, c'est-à-dire de 17 %, si l'on descendait jusqu'au zéro absolu. Mais au fur et à mesure de la décroissance de la température, K croît, passant ([4]) de 6.10^4 ergs/cm³ à 0° C, à 58.10^4, à — 194° C et à 73.10^4 à — 253° C. Aussi le champ coercitif du nickel en poudre fine agglomérée croît-il considérablement lorsque l'on abaisse la température ([3]).



Lorsque $K/\mathcal{J}$ est assez grand, on peut s'attendre à voir la contribution de l'anisotropie de forme au champ coercitif devenir négligeable, c'est-à-dire à observer, pour des températures différentes, des valeurs de H_c sensiblement proportionnelles aux valeurs de $K/\mathcal{J}$ correspondantes.

Pour vérifier ce point, nous avons repris, jusqu'à la température de l'hydrogène liquide, les expériences sur un aggloméré de nickel que nous n'avions pu

---

([1]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1488.
([2]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1550.

suivre jusqu'ici au delà de l'air liquide ([3]). Nous avons effectué les mesures avec l'appareil antérieurement décrit. L'hydrogène liquide utilisé provient du liquéfacteur que nous venons de construire en collaboration avec M. Lacaze et qui fera l'objet d'une publication ultérieure. Le nickel réduit à partir de l'oxalate a été comprimé à 5 t/cm².

La figure ci-dessus donne la courbe de variation de H_c pour l'échantillon étudié. Le rapport des valeurs de H_c à l'air liquide et à l'hydrogène liquide (0,8) diffère peu du rapport des valeurs de $K/\mathcal{J}$ (0,79) déduites des observations de Polley ([4]).

OPTIQUE. — *Sur l'analogie entre les luminosités d'ondes de choc dans l'argon et les luminosités émises par les lampes à gaz rares sous pression.* Note de M. **Henri Muraour**, présentée par M. Albert Michel-Lévy.

Il y a plus de dix ans nous avons, M. Michel-Lévy et moi-même, montré la possibilité d'obtenir par rencontre d'ondes de choc dans l'argon des éclairs extrêmement brefs et d'une très grande intensité lumineuse. Une luminosité au moins aussi intense avait été obtenue avec le krypton, le néon donnant une luminosité plus faible et l'hélium une luminosité plus faible encore.

Une étude exécutée en collaboration avec E. Vassy ([1]) a montré que la répartition de l'énergie dans le spectre *argon* est voisine de celle d'un corps noir porté à 35 000°, le spectre se prolongeant dans l'ultraviolet jusqu'à l'absorption par la gélatine de la plaque. Récemment, différentes études ont été exécutées en vue d'obtenir des spectres continus intenses par décharges électriques dans des gaz rares sous pression. MM. Weniger et Herman ([2]) ont opéré dans le krypton sous une pression de 15^{atm}. Le spectre enregistré correspond approximativement à celui d'un corps noir porté à 7200°. Paul Schulz ([3]) a opéré avec le xénon sous une pression de 40^{atm}; sa plus plus grosse lampe est alimentée par un courant de 30 ampères sous 30 volts (surface lumineuse environ 8^{mm^2}). Le spectre continu s'étend dans l'ultraviolet au delà de 2500 Å. Le maximum s'observe à $0^{\mu},55$, ce qui correspond à un corps noir porté à 5200°. L'auteur note qu'en ce qui concerne le spectre continu, les gaz rares se placent au point de vue du rendement dans l'ordre suivant : néon, argon, krypton, xénon, le meilleur rendement étant obtenu avec le gaz le plus lourd. On ne peut qu'être frappé par l'analogie qui existe entre les phénomènes observés avec les

(3) L. Weil et S. Marfoure, *J. de Phys.*, 8, 1947, p. 359.

(4) R. Becker et W. Döring, *Ferromagnetismus*, 1939, p. 125.

(1) *Revue d'Optique*, 20, 1941, p. 149; *voir* également *Cahiers de Phys.*, nos 29 et 30, 1947, p. 51.

(2) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 1217.

(3) *Zeits. Naturforsch.*, 2 *a*, 1947, p. 583.

rencontres d'ondes de choc dans les gaz rares et les phénomènes observés avec les lampes sous pression. Au point de vue de l'intensité lumineuse, les gaz rares se placent dans le même ordre. Dans les deux cas on obtient un spectre continu intense se prolongeant très loin dans l'ultraviolet. La répartition énergétique correspond, il est vrai, au corps noir à 35 000° K dans le cas des ondes de choc et au corps noir à 7 200° ou à 5 200° dans le cas des lampes sous pression. Mais on peut se demander si en augmentant la pression et l'énergie dépensée on ne pourrait pas obtenir avec les lampes un spectre identique à celui obtenu avec les ondes de choc.

Notons un point particulièrement intéressant : Schulz a enregistré dans l'infrarouge un spectre intense de ligne. Or, nous avons autrefois avec M. Michel-Lévy, photographié la rencontre des ondes de choc dans l'argon en lumière infrarouge (écran absorbant le visible et plaque spéciale). Malgré le temps d'exposition extrêmement court, de l'ordre de 4 millionièmes de seconde, la plaque était fortement impressionnée, ce qui indiquait une forte émission dans cette région du spectre. Les événements nous ont empêchés, M. Michel-Lévy et moi-même, d'enregistrer le spectre infrarouge des luminosités dans l'argon. Cette étude présenterait, sans nul doute, un grand intérêt.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur la radioactivité de l'atmosphère.*
Note (*) de M. **Hubert Garrigue**, présentée par M. Frédéric Joliot.

En juillet 1946, au cours de vols à 6000ᵐ d'altitude, organisés avec le concours de l'État-Major et de l'École d'Avord, un corps radioactif inconnu, de période 25 heures, a été décelé dans l'atmosphère, à la chambre d'ionisation.

Pendant l'année 1947, on a recherché si ce corps pouvait être décelé à l'air libre, au sommet d'une montagne (Puy de Dôme, 1500ᵐ). Plus de cent mesures ont été faites : aucune n'a donné de résultat positif net.

Au début de l'année 1948, une nouvelle chambre d'onisation, plus précise que les précédentes, a été mise au point. C'est avec elle qu'une autre série de recherches en vol a été entreprise en juillet et août 1948, sur ce même sujet. L'État-Major général de l'Armée de l'Air a pris en main l'organisation aérienne des recherches : des moyens importants ont été mis en œuvre à la 21ᵉ escadre de bombardement lourd de Bordeaux-Mérignac. Quinze ascensions à plus de 8000ᵐ ont été effectuées de jour et de nuit et par tout temps, suivant le programme établi, sans le moindre incident. Le corps radioactif de période 25 heures a été à nouveau décelé au cours de ces vols.

Résultats. — Les teneurs de l'atmosphère en corps radioactif inconnu de période 25 heures, appelé A, sont exprimées par l'équivalent en curie de radon par centimètre cube de volume d'atmosphère libre, déduit des mesures.

(*) Séance du 2 mai 1949.

Cet équivalent représente la teneur en radon qui produirait les mêmes effets sur la chambre d'ionisation, que ceux observés. L'ensemble des mesures laisse entrevoir que le corps A serait complexe : la période observée serait, dans ce cas, une période *apparente*. La précision d'appréciation de cette période est de l'ordre de $\pm 20\%$. Des anomalies à la limite de précision des mesures paraissent mettre en évidence l'existence d'un corps radioactif de période quelques heures, appelé A′.

			Teneur de l'atmosphère (curie/cm³).	
N°s des vols.	Date.	Altitude.	Corps A.	Corps A′.
1 à 13.....	1 à 18/7/46	2 à 6000 m	Non décelé.	Non décelé.
14.......	20/7/46	6000 m	$1,5.10^{-18}$	Traces probables.
17.......	25 »	5500	0,4 »	0
22.......	1/8/46	6000	2,0 »	0
2.......	5/7/48	7300	0,012 »	0
4.......	9 »	7700	0,005 »	0
5.......	12 »	8000	0,000 »	Traces probables.
7.......	20 »	8000	0,013 »	0
8.......	26 »	400	0,002 (?)	0
11.......	3/8/48	8000	0,006 »	0
13.......	11 »	7300	0,000 »	0
15.......	16 »	8700	0,02 »	0

Conclusions. — L'hypothèse que le corps A (et éventuellement A′) proviendrait des explosions de bombes atomiques est soutenable : la valeur maxima de la teneur en corps A, mesurée en 1948 est, en effet, très inférieure à la valeur maxima mesurée en 1946, 30 jours après l'explosion de Bikini du 1er juillet [1]. Mais cette explosion n'étant pas unique, on ne peut faire aucune déduction satisfaisante quant aux caractéristiques des ascendants du corps A qui ne sont pas décelés directement.

L'accroissement de la teneur en corps A avec l'altitude est encore un argument favorable à l'hypothèse ci-dessus. En effet, l'explosion aérienne de bombe atomique donne un nuage radioactif qui s'élève et se propage dans les hautes altitudes au gré des courants aériens, tandis que la fraction de ce nuage qui diffuse vers les basses altitudes est lavée par les précipitations atmosphériques.

Malheureusement, ce dernier argument est aussi favorable à un autre genre d'hypothèse : le corps A (et éventuellement A′) proviendrait de la matière météorique ou bien prendrait naissance par l'action des rayons cosmiques sur les constituants de la haute atmosphère.

---

(1) Une fatigue générale, suivie d'accidents organiques graves, résultant des ascensions en avion, en 1946, effectuées sans inhalateur, et des voyages successifs au sommet du Puy de Dôme, ne m'a pas permis de faire d'autres mesures entre le 1er août 1946 et le début de l'année 1947. Encore, à cette époque, seules des mesures au sol ont été faites.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude des solutions de germanochloroforme au moyen de l'effet Raman. Conditions de formation et étude du spectre de l'ion* $[GeCl_3]^-$. Note de Mlle **Marie-Louise Delwaulle** et M. **Félix François**, présentée par M. Jean Cabannes.

Nous avons dans une précédente Note décrit le spectre Raman de $GeHCl_3$ anhydre (1). Ce spectre, tout à fait analogue à celui de $SiHCl_3$, démontre l'existence pour la molécule anhydre d'une liaison covalente Ge-H.

Nous avons soumis le germanochloroforme anhydre à l'action de divers solvants.

Trois types de solvants à considérer :

a. Solvant non ionisant comme le chloroforme. — Aucune altération dans le spectre du germanochloroforme n'est observée lors de la mise en solution dans le chloroforme. Ce solvant n'altère donc pas la molécule $GeHCl_3$.

b. Solvant ionisant : solution concentrée d'acide chlorhydrique dans l'eau. — L'eau pure détruit le germanochloroforme avec précipitation d'hydrate germaneux. Pour empêcher cette destruction, nous avons utilisé une solution concentrée d'acide chlorhydrique (environ 10 mol/l). Le germanochloroforme est alors bien soluble. Il subit cependant, au moins partiellement, au moment de cette dissolution une décomposition donnant du gaz chlorhydrique qui se redissout ultérieurement si l'on opère dans une cloche à gaz.

Le spectre de la liqueur obtenue diffère profondément de celui de $GeHCl_3$ anhydre : il est constitué alors par quatre raies larges dont deux sont polarisées; il est analogue à celui de molécules tétraédriques comme PCl_3, $AsCl_3$ ..., et doit donc être attribué à l'ion $[GeCl_3]^-$. Il est d'ailleurs tout à fait comparable à celui de l'ion $[SnCl_3]^-$ obtenu par dissolution de $SnCl_2$ dans des solutions riches en ions Cl^- (2).

Le mécanisme de la formation de cet ion peut être :

$$GeHCl_3 = GeCl_2 + HCl \quad \text{suivi de} \quad GeCl_2 + Cl^- = [GeCl_3]^-$$

ou bien

$$GeCl_3H = [GeCl_3]^- + H^+.$$

Il est possible que ces deux modes de réactions interviennent tous deux. Le premier est mis en évidence par le dégagement très apparent de gaz chlorhydrique lors de la dissolution.

D'autre part, Volkringer et ses collaborateurs (3) obtiennent le même spectre en dissolvant $GeCl_2$ dans HCl. Ces auteurs constatant l'absence d'une

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1007.
(2) *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 65.
(3) *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 292.

raie Ge-H, considèrent également que la molécule $GeHCl_3$ est dissociée. Toutefois, l'état de dépolarisation des raies n'avait pas été étudié.

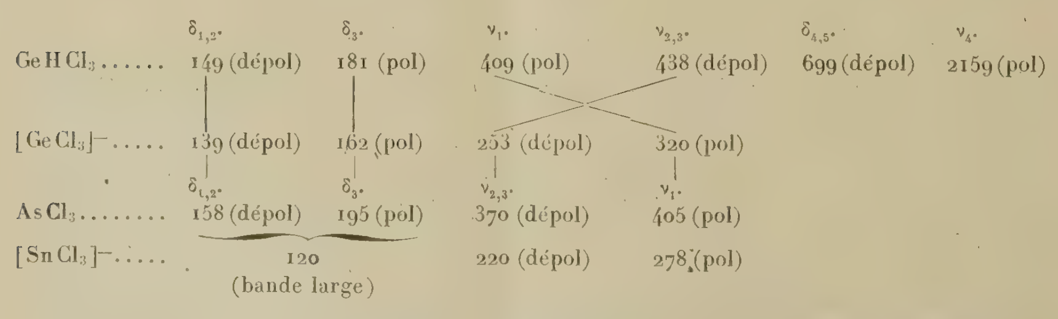
Il y a cependant lieu de formuler deux critiques au sujet de leur exposé. La première est qu'ils estiment devoir observer cinq fréquences et pensent qu'une cinquième raie faible leur échappe alors qu'un édifice ACl_3 ne doit présenter effectivement que quatre fréquences. La deuxième est que le spectre obtenu ne doit pas être, comparé comme ils le font, aux spectres de $CHCl_3$ et de $SiHCl_3$. La comparaison des spectres de PCl_3 et de $POCl_3$ (4) et d'autres exemples du même genre a montré l'évolution produite dans le spectre Raman d'un édifice AX_3 par l'apport d'un atome Y plus léger que X. Les fréquences de déformation δ_{12} et δ_3 de AX_3 se retrouvent à peu près inchangées dans le spectre de AX_3Y. Mais les fréquences de valence ν_1 et ν_{23} sont différentes dans les deux édifices. L'apport de l'atome Y ajoute deux fréquences nouvelles : une fréquence de valence ν_4 et une fréquence de déformation δ_{45}. C'est bien ce qu'on observe si l'on compare les spectres de $[GeCl_3]^-$ et de $GeHCl_3$.

c. Solution dans les alcools éthylique, amylique et octylique. — $GeHCl_3$ est très soluble dans tous les alcools et sa dissolution ne s'accompagne d'aucun dégagement gazeux. Dans les spectres des solutions dans ces trois alcools, on observe la superposition des spectres de $GeHCl_3$ et de $[GeCl_3]^-$. Les proportions respectives de $[GeCl_3]^-$ et de $GeHCl_3$ varient régulièrement avec la nature de l'alcool; dans l'alcool éthylique il y a très peu de $GeHCl_3$. Il existe au contraire très peu d'ions $[GeCl_3]^-$ dans l'alcool octylique.

L'absence complète de dégagement gazeux lors de la dissolution nous amène à penser que la réaction à considérer doit être $GeCl_3H \rightleftharpoons [GeCl_3]^- + H^+$.

Nous avons déjà constaté par exemple en étudiant des solutions d'iodure de cadmium dans la série des alcools (5) que le milieu est de moins en moins ionisant au fur et à mesure que la chaîne carbonée s'allonge. La molécule $GeHCl_3$ existe donc à l'état anhydre et dans les milieux non ionisants. Elle est susceptible de se dissocier complètement ou partiellement dans des milieux plus ou moins ionisants et il se forme alors l'ion $[GeCl_3]^-$.

Fréquences en cm^{-1}. — *Modes de vibration.*



	$\delta_{1,2}$	δ_3	ν_1	$\nu_{2,3}$	$\delta_{4,5}$	ν_4
$GeHCl_3$	149 (dépol)	181 (pol)	409 (pol)	438 (dépol)	699 (dépol)	2159 (pol)
$[GeCl_3]^-$	139 (dépol)	162 (pol)	253 (dépol)	320 (pol)		
	$\delta_{1,2}$	δ_3	$\nu_{2,3}$	ν_1		
$AsCl_3$	158 (dépol)	195 (pol)	370 (dépol)	405 (pol)		
$[SnCl_3]^-$	120 (bande large)		220 (dépol)	278 (pol)		

(4) CABANNES et ROUSSET, *Annales de Physique*, 19, 1933, p. 229.

(5) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 184.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la détermination du nombre de molécules grasses adsorbées par un métal au cours de la lubrification.* Note (*) de MM. **Jean-Jacques Trillat** et **Jean Brigonnet**, présentée par M. Albert Poitevin.

Dans des recherches antérieures, l'un de nous a montré que, lorsqu'on fait écouler une huile de graissage sur un grand nombre de billes d'acier soigneusement nettoyées, certaines molécules sont sélectivement adsorbées par le métal. En opérant sur de l'huile de vaseline (carbures saturés non polaires) contenant des quantités variables d'acide oléique ou stéarique (molécules polaires), il est possible de montrer, grâce aux variations de tension interfaciale huile-eau, que l'huile qui a été mise en contact avec les billes d'acier est moins riche en acide gras que l'huile neuve ([1]).

Connaissant la concentration initiale en acide gras ainsi que le nombre et le diamètre des billes d'acier, il est alors aisé de calculer le nombre de molécules d'acide adsorbées et l'épaisseur de la couche d'adsorption.

Nous avons cherché à étudier l'influence de la durée de contact du mélange huile de vaseline-acide gras sur le nombre de molécules adsorbées. Dans ce but, on dispose 1 280 billes d'acier, très soignensement nettoyées et calibrées (diamètre $3^{mm},175$) dans un tube de verre vertical et l'on verse une quantité connue d'huile à la partie supérieure, cette huile ayant une concentration déterminée en acide oléique (1/6 000). On peut recueillir l'huile à la partie inférieure après un temps de contact variable (*fig.* 1).

L'huile neuve et l'huile ayant passé sur les billes sont alors examinées par la méthode de variation de tension interfaciale huile-eau ([1]), qui est un critérium extrêmement sensible de la teneur en molécules polaires. Le tensiomètre interfacial enregistreur fournit alors deux courbes relatives à ces deux huiles. En se reportant aux résultats précédemment établis, l'examen de ces courbes nous donne la concentration en acide gras pour l'huile après filtration sur les billes; on en déduit le nombre de molécules adsorbées. En adoptant pour la longueur de la molécule d'acide oléique la valeur 23 Å et connaissant la surface totale des billes d'acier, on en déduit l'épaisseur de la couche adsorbée et le nombre de couches formées.

Les résultats obtenus à la température de 18° et pour des temps de contact variables sont consignés dans le tableau suivant :

(*) Séance du 9 mai 1949.

([1]) J.-J. Trillat et R. Vaillé, *J. Chim. Phys.*, 33, 1936, p. 742; J.-J. Trillat et A. Aubry, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 427; R. Mérigoux et M. Aubry, *J. Chim. Phys.*, 36, 1939, p. 221; J.-J. Trillat et J. Brigonnet, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 803; J.-J. Trillat, *Bull. Assoc. fr. Techn. Pétrole*, n°69, 1948.

Durée de contact.	Épaisseur de la couche adsorbée.	Nombre de couches adsorbées.
1 minute	250 Å	11
30 minutes	390	17
2 heures	480	21
4 »	506	22
8 »	515	22-23

La courbe représentative (*fig.* 2) indique clairement que l'adsorption des molécules d'acide oléique tend vers une limite, au delà de laquelle il n'y a plus adsorption.



Fig. 1.

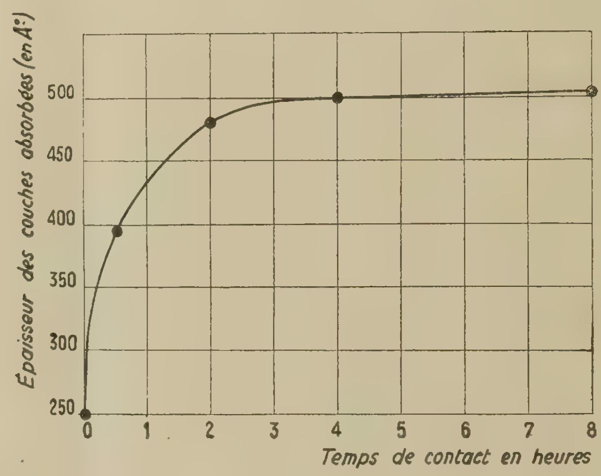


Fig. 2.

Cette méthode permet donc la mesure directe du nombre de molécules polaires adsorbées, ce qui présente une importance en lubrification, puisque ce sont précisément les molécules polaires à longue chaîne qui confèrent à une huile son onctuosité.

Dans un prochain travail, nous étudierons l'influence de la température sur l'adsorption ainsi que l'influence de la structure des molécules *activantes*.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les arsénites alcalino-terreux. Étude du système* $As_2O_3—OBa—OH_2$ à 60°. Note (*) de M. **Henri Guérin**, Mlle **Jeannine Masson** et M. **Marc Bassière**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les arsénites alcalino-terreux sont assez peu connus bien que divers travaux leur aient été consacrés. On peut se demander quels sont parmi les sels signalés ceux qui existent réellement et quelle signification exacte il convient d'attribuer

(*) Séance du 9 mai 1949.

aux termes de méta et pyroarsénites employés pour caractériser certains arsénites hydratés. Les propriétés de ces sels sont évidemment non précisées et l'on conçoit, dans ces conditions, que les essais tentés pour utiliser ces composés comme insecticides aient donné des résultats sujets à controverse.

Il nous a donc paru intéressant d'entreprendre sur ces sels une étude comparable à celles qui ont été effectuées par l'un de nous sur les arséniates alcalino-terreux (1). Nous avons commencé par l'examen du système $As_2O_3-OBa-OH_2$, car si ce système avait déjà été étudié par Le Roy Grandville Story et E. Anderson (2), les conclusions de ces auteurs, qui n'admettaient l'existence que de deux arsénites

$$3\,As_2O_3.2\,OBa.4\,OH_2 \quad \text{et} \quad As_2O_3.2\,OBa.3\,OH_2,$$

apparaissaient assez surprenantes.

Nous avons préparé toute une série de solutions en équilibre vers 60° avec diverses phases solides en soumettant à une agitation prolongée, jusqu'à réalisation de l'équilibre, des mélanges en proportions variées d'eau, d'hydroxyde de baryum et d'anhydride arsénieux chimiquement purs.

L'alcalinité de la plupart des solutions résultantes d'une part, la grande oxydabilité des arsénites d'autre part, ont nécessité toutefois quelques précautions spéciales. L'attaque du verre par les solutions alcalines nous a obligés à remplacer les flacons de verre antérieurement utilisés, par des bouteilles en argent ou en nickel; par la suite nous avons employé des bouteilles en rhodolène, qui résistent à l'attaque chimique et supportent généralement bien un séjour prolongé à 60°.

Afin d'éviter la formation d'arséniates, nous avons dû opérer en atmosphère d'azote.

Les teneurs en oxyde de baryum et en anhydride arsénieux de la plupart des solutions en équilibre avec les phases solides étaient trop faibles pour que l'on puit caractériser ces dernières par application de la méthode des restes et déterminer notamment leur état d'hydratation au sein des solutions.

Ces phases solides ont été analysées d'une part immédiatement après un essorage poussé, d'autre part après dessiccation à poids constant en présence d'acide sulfurique.

L'analyse des diverses solutions a, en outre, permis de déterminer le domaine d'existence des arsénites caractérisés, en se basant sur les principes suivants :

1° La composition des solutions en équilibre avec une même phase solide

---

(1) H. Guérin, *B. S. C.*, 5, 1938, p. 1472; *Ann. Chim.*, 16, (11), 1941, p. 101; *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 1004.

(2) *J. A. C. S.*, 46, 1924, p. 233.

(composé défini ou solution solide) varie entre certaines limites qui déterminent le domaine d'existence du sel.

2° Lorsqu'une même solution est en équilibre avec diverses phases solides de compositions différentes, celles-ci sont constituées par des mélanges.

L'application de ces principes a été, en réalité, rendue ici très délicate, d'abord par le fait que les divers domaines sont très étroits et que les solutions limites ont des compositions très peu différentes les unes des autres, en outre par l'existence de phénomènes de faux équilibres.

Nous avons pu heureusement recouper les résultats obtenus par ceux des examens microscopiques, les arsénites de baryum étant généralement bien cristallisés lorsqu'on ajoute la baryte dans la suspension aqueuse d'anhydride arsénieux portée à 60°.

Étant donné que nos conclusions différaient nettement de celles de Story et Anderson, nous avons jugé nécessaire de les confirmer par un examen aux rayons X des diverses phases caractérisées.

Les résultats relatifs à une centaine d'essais permettent de tirer les conclusions suivantes :

1° L'examen microscopique, confirmé par les radiogrammes, indique que le *sesquiarsénite de baryum* $3As_2O_3.2OBa.nOH_2$ peut exister sous deux formes cristallines : l'une α en microcristaux stables au contact des solutions les plus riches en As_2O_3; l'autre β se présentant à l'état d'aiguilles enchevêtrées ou de nodules fibreux; son domaine s'étend de : OBa : 0,26 % et As_2O_3 4,7 % à OBa : 0,51 % et As_2O_3 : 0,79 %.

2° L'*arsénite monobarytique* $As_2O_3.OBa.nOH_2$, stable dans un domaine très étroit (OBa : 0,51 % et As_2O_3 : 0,79 % à OBa 0,57 % et As_2O_3 0,68), cristallise en tables rectangulaires, d'extinction légèrement oblique;

3° L'*arsénite sesquibarytique* $2As_2O_3.3OBa.nOH_2$, non signalé jusqu'ici, cristallise en bâtonnets présentant des troncatures et à extinction oblique en présence des solutions de composition; OBa : 0,57 % et As_2O_3 : 0,68 % à OBa : 1.10 % et As_2O_3 0.28 %;

4° L'*arsénite bibarytique* $As_2O_3.2OBa.nOH_2$, très finement cristallisé, actif sur la lumière polarisée, apparaît comme le sel le plus basique susceptible d'exister à 60°, car même en présence des solutions très riches en baryte (17 %) nous n'avons pas pu caractériser le sel tribarytique.

Étant donné cette constatation, on pouvait se demander si l'arsénite tribarytique isolé par l'un de nous ([3]), en réduisant l'arséniate tribarytique par l'hydrogène, était un corps pur $As_2O_3.3OBa$, ou un mélange équimoléculaire d'arsénite bibarytique et de baryte : $As_2O_3.2OBa + OBa$.

Le radiogramme de ce produit étant nettement distinct de ceux de la baryte

([3]) H. Guérin, *B. S. C.*, 4, 1937, p. 1885.

et de l'arsénite bibarytique anhydres, l'existence de l'*arsénite tribarytique* semble bien établie, et son absence parmi les arsénites caractérisés à 60° est vraisemblablement due à son hydrolyse.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sensibilité du fluorure d'uranium* F_4U *à la vapeur d'eau.* Note de M. **Louis Domange** et Mlle **Monique Wohlhuter**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous nous sommes proposé, en suivant la méthode exposée précédemment par l'un de nous [1], d'étudier l'action de la vapeur d'eau au-dessus de 100° C sur le fluorure d'uranium F_4U. Pour cela on réalise le passage à diverses vitesses d'un courant de vapeur d'eau sur le fluorure. On détermine la composition de la phase vapeur pour chaque vitesse et l'on extrapole pour obtenir cette composition à une vitesse nulle, c'est-à-dire à l'équilibre.

La réaction est la suivante

$$F_4U + 2OH_2 \rightleftharpoons 4FH + UO_2 + Q_p.$$

La loi d'action de masse permet d'écrire

$$K_p = \frac{p^4_{FH}}{p^2_{OH_2}}.$$

L'analyse de la phase vapeur permet de connaître le rapport des volumes d'acide fluorhydrique et de vapeur d'eau et, par suite, des pressions partielles d'acide et de vapeur d'eau

$$\frac{V_{FH}}{V_{OH_2}} = \frac{p_{FH}}{p_{OH_2}} = k.$$

Comme $p_{FH} + p_{OH_2} = 1$, on en déduit

$$K_p = \left(\frac{k^2}{k+1}\right)^2.$$

La décomposition est étudiée de 200 à 500°C. Les résultats sont consignés dans le tableau suivant où l'on trouve, en fonction de la température, la concentration en acide fluorhydrique de la phase vapeur, la valeur de k et le logarithme de la constante d'équilibre à pression constante $\log K_p$.

t° C.	T° K.	$\frac{1}{T} 10^4$.	FH (%) en volume.	$k = \frac{p_{FH}}{p_{OH_2}}$.	$\log K_p$.
200	473	21,1	1,4	$1,42 \cdot 10^{-2}$	$-7,400$
250	523	19,1	2	$1,94 \cdot 10^{-2}$	$-6,866$
300	573	17,4	3,6	$3,52 \cdot 10^{-2}$	$-5,843$
400	673	14,8	8,5	$9,29 \cdot 10^{-2}$	$-4,205$
500	773	12,9	16	$20,5 \cdot 10^{-2}$	$-2,916$

(1) L. Domange, *Annales de Chimie*, 11e série, 7, 1937, p. 226.

L'examen des chiffres obtenus montre que le fluorure F_4U se décompose assez facilement quand on le chauffe en présence de vapeur d'eau. Sa sensibilité est à peu près analogue à celle du fluorure de zinc, moindre que celle des fluorures d'argent, de cuivre, de fer, de chrome, plus élevée que celle des fluorures de nickel, de cobalt, de cadmium, de plomb, de manganèse, de magnésium, de calcium et de baryum.

A l'aide des valeurs obtenues pour le logarithme de la constante d'équilibre $\log K_p$ il est possible de calculer la chaleur de réaction à partir de la relation

$$Q_p\text{cal} = (\text{Log}\, K'_p - \text{Log}\, K_p) . \frac{TT'}{T - T'} \frac{R}{J}.$$

On trouve, de 300 à 400°C, $Q_p = -28{,}930$ kcal, de 400 à 500°C, $Q_p = -30{,}710$ kcal.

On peut admettre que la chaleur de réaction a pour valeur $Q_p = -30$ kcal. de 300 à 500°C.

A partir de cette chaleur de réaction, on peut obtenir une valeur approchée de la chaleur de formation Q_{F_4U} du fluorure d'uranium.

En effet :

$$Q_{F_4U} = 4Q_{FH} + Q_{UO_2} - 2Q_{OH_2} - Q_p.$$

Comme

$$Q_{FH} = 64 \text{ kcal. } (^2),$$
$$Q_{UO_2} = 270 \text{ » } (^3),$$
$$Q_{OH_2} = 58{,}6 \text{ » } (^4),$$
$$Q_p = -30 \text{ »}$$

On en déduit

$$Q_{F_4U} = 438{,}8 \text{ kcal. soit } 440 \text{ kcal. environ.}$$

Cette valeur est voisine de celle qu'on trouve dans les publications soit,

$$443 \pm 3 \text{ kcal. } (^3).$$

En résumé, nous avons montré que la vapeur d'eau agit sur F_4U à des températures peu élevées. Nous avons déterminé la chaleur de la réaction, — 30 kcal, et obtenu d'une manière approchée la chaleur de la formation du fluorure F_4U, 440 kcal. environ.

---

(2) WARTENBER et FITZNER, *Z. Anorg. Chem.*, **151**, 1926, p. 313; RUFF et LASS, *id.*, **183**, 1929, p. 214.

(3) *U. S. Atomic Energy Commission* (*The Thermodynamie-Properties and Equilibria at Hight Temperatures of uranium halides, oxides, nitrides and carbides.* M. D. D. C., 1543).

(4) ROSSINI, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **16**, 1930, p. 694; OSBORNE, STIMSON et FIOCK, *Bur. Stand. J. Research*, 5, 1930, p. 511.

CHIMIE MINÉRALE. — *Décomposition de l'eau oxygénée par le permanganate de potassium. Effet de la concentration de l'eau oxygénée et du permanganate de potassium.* Note (*) de Mlle **France Fouinat**, présentée par M. Paul Pascal.

Dans une Note précédente nous avons examiné l'effet du pH sur la vitesse de décomposition de l'eau oxygénée par le permanganate de potassium en maintenant constante la concentration du permanganate et de l'eau oxygénée. Nous allons dans cette Note examiner l'effet de la variation de ces deux concentrations pour une valeur fixe du pH.

La figure 1 donne l'allure générale des courbes de vitesse en fonction du temps si l'on maintient constante la concentration de $KMnO_4$ ($1.15.10^{-4}$ mol/l) et si l'on fait varier la concentration de H_2O_2 entre (0,0173 mol/l et 0,469 mol/l). On voit nettement que la réaction comporte deux parties différentes : au début une montée de vitesse très brusque qui atteint rapidement un maximum, à partir duquel la vitesse décroît plus ou moins vite pour devenir une fonction linéaire du temps, tout au moins pour des concentrations d'eau oxygénée relativement élevées.

En ce qui concerne la première partie, nous indiquerons seulement que sa vitesse augmente sensiblement avec la concentration de permanganate et pour une discussion plus détaillée nous renverrons à une Note ultérieure.

Pour la seconde partie, exception faite du domaine de transition entre les deux mécanismes de réaction tel qu'il apparaît le plus nettement sur la courbe *d*, nous avons pu établir les équations cinétiques.

Deux cas sont à distinguer : A. les concentrations de l'eau oxygénée sont supérieures à 0,053 mol/l; B. les concentrations d'eau oxygénée sont inférieures à 0,045 mol/l. Pour les concentrations intermédiaires les expériences se classent dans A ou B selon la concentration du permanganate qui, dans nos expériences varie entre $0,552\ 10^{-4}$ mol/l et $2,3.10^{-4}$ mol/l. Le domaine du cas B s'étend vers des concentrations d'eau oxygénée d'autant plus élevées que la concentration de $KMnO_4$ est plus élevée.

A. La vitesse de dégagement de l'oxygène peut être représentée par l'équation

$$\frac{dO_2}{dt} = k[KMnO_4]^{\frac{3}{2}}[H_2O_2]^{\frac{1}{2}}[H_2O_2]_0. \quad (1)$$

Il est intéressant de noter que la vitesse de la réaction dépend de la concentration initiale en eau oxygénée $[H_2O_2]_0$. Une telle dépendance a déjà été observée par Letort pour la décomposition de l'acétaldéhyde [1].

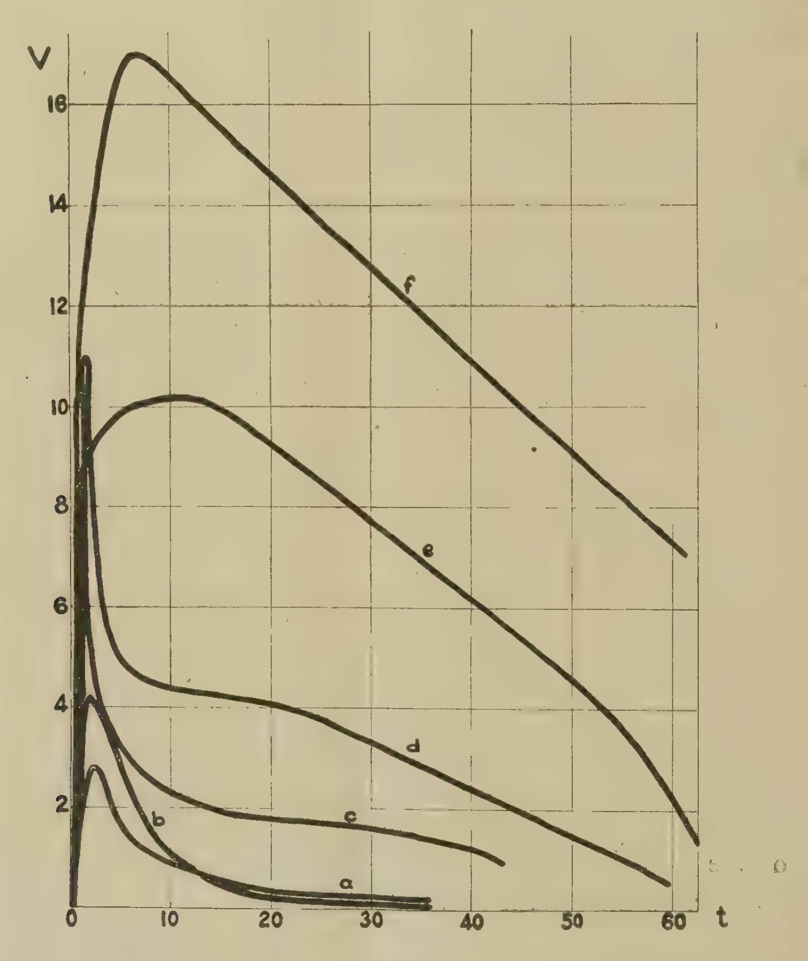
(*) Séance du 9 mai 1949.

[1] *J. Chim. Phys.*, 34, 1937, p. 265.

B. La vitesse de dégagement de l'oxygène est représentée par l'équation

$$\frac{dO_2}{dt} = K(H_2O_2)^{\frac{3}{2}}[(KMnO_4) - K']. \tag{2}$$

La vitesse de la réaction ne dépend plus de la concentration initiale de l'eau oxygénée.



Concentration de H_2O_2 en mol/l. *a*, 0,0173; *b*, 0,0216; *c*, 0,056; *d*, 0,107; *e*, 0,259; *f*, 0,469.
Concentration $KMnO_4$ en mol/l : $1.15.10^{-4}$ mol/l.
Abscisses : temps en minutes. *Ordonnées :* volume en cm³/minute.

Il est peut-être intéressant de signaler que dans le cas A, la somme des ordres de la concentration initiale et de la concentration momentanée est égale à 3/2, c'est-à-dire à l'ordre de la réaction dans le cas B.

Remarquons pour conclure qu'aucune de ces deux équations ne laisse supposer une réaction purement hétérogène à la surface de MnO_2, contrairement aux hypothèses faites généralement pour représenter la décomposition

de H_2O_2 par $KMnO_4$. Il semble probable que la surface du colloïde est le point de départ de centres actifs qui amorcent une décomposition en chaîne au sein du liquide.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mode d'action de l'éthylate de sodium sur le bromo-4 butène-2 oate d'éthyle.* Note (*) de M. **René Rambaud**, présentée par M. Marcel Delépine.

Une courte Note ([1]) suivie d'un Mémoire plus important ([2]) avaient déjà mentionné la production d'éthoxy-2 cyclopropane carboxylate d'éthyle par action de l'éthylate de sodium sur le bromo-4 butène-2 oate d'éthyle. L'attention y avait été attirée sur le rendement faible (25 %) de l'opération dont le résultat majeur semblait rester la production de liquides denses, peu volatils, paraissant incapables de fournir, par rectification, la moindre fraction pure.

Le traitement d'une dose particulièrement importante d'ester a pu fournir d'intéressantes précisions sur le mécanisme de sa transformation.

Une première action de l'éthylate sur le bromure engendre effectivement peu du composé cyclique et beaucoup de produits accessoires passant en queue de rectification. Contrairement à ce qui avait tout d'abord été avancé, on peut, mais avec de sérieuses difficultés, isoler de ces produits une certaine quantité d'un liquide dont les constantes :

É 107-109°,5 sous 13^{mm}; D 1,278; n_D 1,454 à 13°,

correspondent assez bien à celles du bromo-2 éthoxy-3 butanoate d'éthyle $CH_2Br-CHOC_2H_5-CH_2-COOC_2H_5$ ([3]).

Pour $C_8H_{15}O_3Br$: RM 50,22, tr : 50,65; PM 239, tr : 242 (saponification); Br % 33,4, tr : 31,1 (chaux).

Une seconde action de C_2H_5ONa, sur l'ensemble des produits de queue ci-dessus, donne naissance à une nouvelle dose d'éther-ester cyclique. Les produits de queue, encore abondants, mais cette fois d'une densité plus modérée, restent d'une rectification pénible. On n'en peut plus extraire d'ester éthoxy-bromo-butyrique. Par contre une fraction assez nette se laisse isoler :

É 86-87° sous 12^{mm}; D 1,006; n_D 1,4375 à 13°.

Elle est, sans conteste, de nature éthylénique — son spectre Raman offre une intense raie à 1669 cm^{-1} — et peut s'identifier avec l'éthoxy-4-butène-2-oate

(*) Séance du 2 mai 1949.

([1]) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 2089.

([2]) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **5**, 1938, p. 1552.

([3]) *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **15**, 1948, p. 242.

d'éthyle (⁴).

Pour $C_8O_{14}O_3$: RM 41,99, tr : 41,19; PM 158, tr : 174 (saponification).

L'impossibilité de l'exempter d'impuretés bromées entache d'erreurs importantes les déterminations, effectuées sur elle, de masse et de réfraction moléculaires.

Une troisième action de C_2H_5ONa, réalisée sur l'ensemble des produits de queue résultant de la seconde, ne fournit plus qu'une faible quantité supplémentaire d'ester-éther cyclique. Par contre, elle permet d'isoler une fraction abondante de nouvelles queues qui, cette fois, se laissent rectifier sans difficulté. On en extrait un liquide,

É 100-101° sous 13^mm; D 0,971; n_D 1,422 à 10°.

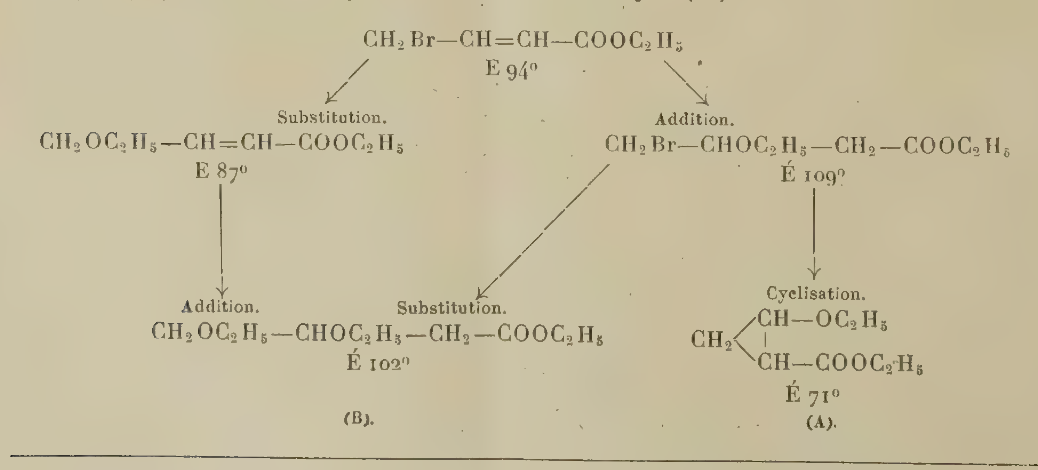
Produit saturé — il ne décolore pas le brome et son spectre Raman ne présente aucune raie éthylénique — ce liquide constitue le di-éthoxy-3.4-butanoate d'éthyle $CH_2OC_2H_5—CHOC_2H_5—CH_2—COOC_2H_5$.

Pour $C_{10}H_{20}O_4$: RM 53,3, tr : 53,6; PM 204, tr : 206 (saponification);
Eth/mol 3, tr : 2,9 (Zeizel).

Sa saponification conduit à un acide identifiable comme le di-éthoxy-3.4-butanoïque $CH_2OC_2H_5—CHOC_2H_5—CH_2—COOH$,

Pour $C_8H_{16}O_4$: RM 44,1, tr : 44,0; PM 176, tr : 176 (acidimétrie);
Eth/mol 2, tr : 1,85 (Zeizel).

De ce qui précède il est ainsi permis de conclure que la réaction de l'éthylate de sodium sur le bromo-4 butène-2 oate d'éthyle s'oriente vers la production de deux substances finales distinctes : l'éthoxy-2 cyclopropane carboxylate d'éthyle (A) et le diéthoxy-3.4 butanoate d'éthyle (B).



(⁴) *Bull. Soc. Chim.*, 3ᵉ série, **33**, 1905, p. 469; *Comptes rendus*, **140**, 1905, p. 723.

Elle le fait par l'intermédiaire de deux produits, isolables l'un et l'autre dans un état de pureté discutable au cours du traitement : l'éthoxy-4 butène-2 oate d'éthyle et le bromo-4 éthoxy-3 butanoate d'éthyle, le premier résultant d'une substitution, le second d'une addition à la molécule primitive.

Le schéma ci-dessus résume le mécanisme global.

A partir de 344g de bromo-crotonate, il fut possible d'isoler, 125g de (A) et 21g de (B), ce qui correspond à des rendements de 45 % et de 6 % environ en ces deux produits. S'y ajoutent 23g de fractions impures diverses. Le reste a été soit détruit lors des traitements successifs par l'alcoolate, lequel provoque invariablement une résinification partielle, soit perdu au cours des très nombreuses rectifications (plus d'une trentaine) nécessitées par l'isolement des divers produits que mentionne la présente Note.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Méthode de correction de la forme des raies Debye-Scherrer*. Note de M. **Félix Bertaut**, présentée par M. Charles Mauguin.

Dans deux Notes antérieures [1] nous avons considéré la raie Debye-Scherrer *théorique*, due à la dimension finie des cristallites, abstraction faite des facteurs expérimentaux qui produisent des élargissements de raies parasites, nullement négligeables. Alors que les méthodes de correction usuelles, qu'elles soient absolues [2] ou relatives [3], ne déterminent qu'une *largeur de raie corrigée*, nous montrons dans cette Note la possibilité d'isoler la *forme vraie de la raie de diffraction Debye-Scherrer*, soit $H_0(X)$ ou, ce qui revient au même, sa transformée de Fourier, soit $h_0(m)$.

Notons $X_i (i = 1, 2, \ldots, n)$ les paramètres de diffusion parasite, distribués par des fonctions $H_i(X_i)$ supposées normées [5] et dont les transformées de Fourier sont $h_i(m)$ [4]. L'intensité observée $H(X)$ et sa transformée de Fourier $h(m)$ auront la forme (1) et (2). $h_0(m)$ se trouve donc multiplié par des *facteurs de distorsion* $h_i(m)$ dont chacun représente une cause d'élargissement de raie bien déterminée (voir les exemples du tableau I).

$$H(X) = \int H_0\left(X - \sum_i X_i\right) \prod_i H_i(X_i)\, dX_i, \tag{1}$$

$$h(m) = h_0(m) \prod_i h_i(m) \qquad (i = 1, 2, \ldots, n). \tag{2}$$

---

(1) F. Bertaut, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 187 et 492.

(2) B. Warren et J. Biscoe, *J. Am. Ceram. Soc.*, **21**, 1938, p. 49.

(3) F. W. Jones, *Proc. Roy. Soc. London*, (A), **166**, 1938, p. 16.

(4) Cela implique $h_i(0) = 1$.

(5) Compton et Allison, *X-Rays*, 1935 p. 273 et p. 745.

TABLEAU I.

Causes d'élargissement.	Facteurs de distorsion.
Doublet	$h_{\alpha_1\alpha_2} = \frac{2}{3}\left\{1+\exp\left[\frac{2\pi i n m(\lambda_{\alpha_1}-\lambda_{\alpha_2})}{\bar{\lambda}}\right]\right\}$
Dispersion	$h_\lambda = \exp\left(\frac{-2\pi n\,\lvert m\rvert\,w}{\lambda_0}\right)$
Fente uniforme	$h_f = \frac{\sin\pi u}{\pi u}$
Fente *gaussienne*	$h_f = \exp(-\pi u^2)$
Absorption	$h_\mu = (1+2\pi i m \mathfrak{A})^{-1}$

Notations : $u = 2fa\,\lvert m\rvert$, $a = \frac{d\cos\Theta}{\lambda}$, $\mathfrak{A} = \frac{\sin 2\Theta}{[\mu a(r+l)]}$,

$2f$ largeur intégrale de la fente, w largeur moyenne de la raie spectrale ([5]), μ coefficient d'absorption de l'échantillon, r et l sa distance au film et à la source (méthode de focalisation de Brentano), n est l'ordre de l'interférence.

Cette méthode absolue peut être contrôlée expérimentalement en enregistrant la raie Debye-Scherrer d'un échantillon de même nature que l'échantillon à étudier, mais constitué de grandes particules ([6]), produisant un effet de diffraction négligeable. Son intensité a pour transformée de Fourier le produit de tous les facteurs de distorsion, soit $h_\infty(m)$ (3). Le tableau II reproduit les valeurs observées et calculées d'une *courbe de correction* $h_\infty(m)$ ([7]).

$$h_\infty(m) = \Pi_i h_i(m). \tag{3}$$

TABLEAU II. — *Exemple d'une courbe de correction.*

m	0.	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	100.	160.
$h_\infty(m)$ obs....	1,0	0.97_3	0.93	0.84_7	0.74_3	0.63_6	0.53_2	0.43_7	0.33	0.18_5	0.0
$h_\infty(m)$ calc...	1,0	0.97_1	0.91_2	0.83_4	0.74_3	0.63_9	0.53_4	0.43_4	0.34_4	0.19_6	0.03

On devrait rechercher des conditions expérimentales telles que dans le domaine de dimensions m étudiées, les facteurs de distorsion restent assez voisins de l'unité. Grâce à l'emploi de sources fines, de grandes distances, etc., on peut aisément agir dans ce sens sur les facteurs géométriques (fente, absorption, divergence du faisceau, etc.), mais non pas sur les facteurs spectraux (doublet, dispersion). Suivant une suggestion fertile de M. Guinier,

---

([6]) Préparées par recuit par exemple.

([7]) Elle est relative au fer E étudié dans la 2e Note; rayonnement Co $K\alpha_1\alpha_2$, raie (110), $2f = 6.10^{-3}$ radian, $L > 4000$ Å. Le détail des calculs et de ceux des Notes précédentes sera publié ailleurs.

S. Siegel et H. Ekstein ([8]) ont réalisé un montage qui constitue une solution partielle du problème de l'élimination des facteurs spectraux. C'est probablement dans cette voie qu'évolueront les dispositifs expérimentaux.

TECTONIQUE. — *Sur la tectonique antéstéphanienne, probablement hercynienne, du Limousin septentrional.* Note de M. **André Demay**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Dans le Limousin septentrional, la structure reste d'abord analogue à celle que j'ai décrite plus au Sud. A l'anticlinal de Masseret succède le synclinal de Saint-Germain-les-Belles, Oradour-sur-Vayres, Sud de Rochechouart, l'anticlinal Bourganeuf-Limoges-Rochechouart, deux larges ondulations synclinale et anticlinale, puis le synclinal de Laurière, Bellac, l'Isle-Jourdain, enfin l'anticlinal de Bénévent, Magnac-Laval, le Dorat. Mais ces diverses formes n'ont pas toutes la même signification.

Tandis que les premières sont à peu près symétriques, souvent de style large, à l'exception des parties redressées ou verticales du noyau synclinal de Saint-Germain-les-Belles, qui a la forme d'une gouttière, la *zone synclinale de Laurière, Bellac, l'Isle-Jourdain présente d'une manière générale, sur près de* 90^{km} *en direction axiale, une structure isoclinale*, avec des plongées parfois très fortes ou subverticales, parfois de 50 à 65°, vers le Nord ou le Nord-Est.

Sur le bord sud du massif granitique de Guéret, *le granite, des migmatites, des gneiss d'imprégnation, parfois des orthogneiss très laminés, chevauchent des paragneiss à biotite et muscovite et des micaschistes*, eux-mêmes très redressés. Ceux-ci se couchent vers le Sud dans la région de Laurière. Vers le Nord-Ouest, les micaschistes passent, dans certaines zones, à des schistes chloriteux, parfois graphiteux, et à des quartzites à peine métamorphiques.

Sur le bord du détroit du Poitou, la structure isoclinale s'étend au Sud au moins jusqu'à Chabanais, sur une largeur diamétrale de 45^{km}.

On doit ainsi admettre l'existence d'une *zone de plis isoclinaux ou d'écailles poussés vers le Sud et le Sud-Ouest, probablement une zone de racines*, qui sur le bord sud du granite de Guéret, joue le même rôle que la zone de racines de la nappe de la Margeride au sud du granite d'Ussel, réapparition méridionale du granite de Guéret, et en représente probablement le prolongement axial. La liaison se faisait sans doute par les formations redressées, de direction subméridienne ou Nord-Nord-Ouest du plateau de Millevaches, associées à des migmatites du granite de Guéret et, en grande partie, absorbées, comme elles, un peu plus tard, par un vaste massif de granulite.

Au sud de Magnac-Laval, le granite migmatique et les migmatites qui prolongent le granite de Guéret chevauchent encore, au Sud, des paragneiss et des micaschistes; mais un peu plus à l'Ouest, près du Dorat, j'ai constaté que

---

([8]) *Phys. Rev.*, **73**, 1948, p. 1207.

le même granite s'enfonce sous les paragneiss et les micaschistes. L'allure isoclinale, avec poussée vers le Sud, apparaît seulement un peu plus au Sud.

Au sud de la zone isoclinale, la répartition du degré métamorphique est normale, sauf dans le flanc sud de l'anticlinal de Bourganeuf-Limoges, entre Saint-Denis-les-Murs et la Croisille. Des paragneiss très micaschisteux à biotite et muscovite, parfois des micaschistes, ceux de Chateauneuf, s'enfoncent, avec de faibles inclinaisons, sous des gneiss leptynitiques et des gneiss d'injection, parfois très laminés (par exemple au nord de la Croisille), ou sous des gneiss d'imprégnation et des migmatites granitiques, par exemple près de Saint-Denis-les-Murs, où j'ai observé des *plis couchés de détail et une absorption magmatique syntectonique*. On pourrait ici, en raison du laminage et des plis couchés de détail, envisager un renversement orogénique du degré métamorphique. Mais l'ensemble des observations s'explique mieux par l'hypothèse d'une *zone laccolitique d'imprégnation et d'injection et de mouvements tangentiels contemporains ou postérieurs*.

De même, dans l'axe du synclinal de Saint-Germain-les-Belles, la position du *granite de la Porcherie*, en partie transformé en orthogneiss, au-dessus des amphibolites, paragneiss et micaschistes, résulte probablement de la *forme laccolitique* de ce petit massif plutôt que d'un renversement.

Mais les observations précédentes conduisent nécessairement à la conclusion que des *mouvements tangentiels, peut-être avec formation d'écailles subautochtones, ont précédé le plissement secondaire*.

Il est naturel de supposer que ces mouvements ont été provoqués par le cheminement d'éléments tectoniques que l'érosion a fait aujourd'hui disparaître et qui s'enracinent dans la zone isoclinale du Nord du Limousin septentrional, phénomène analogue à celui qu'a provoqué plus au Sud le cheminement de la nappe de la Margeride.

L'étude des directions axiales permet de définir, à l'ouest de la faille d'Argentat, *deux arcs orogéniques, tous deux convexes vers le Sud-Ouest*.

Le *plus méridional* prolonge le grand arc des parties orientale et médiane du Massif Central, que j'ai défini en 1932. Il se poursuit jusqu'à un diamètre qui passe par Orgnac, Uzerche, Chateauneuf, Cheissoux.

L'arc septentrional qui lui succède accuse, sur ce diamètre, un *changement plus ou moins brusque des directions axiales*, qui deviennent Ouest et même Sud-Ouest, à l'ouest de Limoges, puis de nouveau Ouest et s'orientent vers le Nord-Ouest à la pointe nord-ouest du Massif Central. Cet arc diffère de l'arc de la Haute-Vienne, convexe vers l'Est, envisagé en 1930 par M. E. Raguin, en partie d'après les zones mylonitiques. Celles-ci ne suivent pas toujours les directions axiales de la tectonique souple antérieure, que nous essayons de définir. Dans le même sens, le plissement et les accidents post-granitiques, minutieusement étudiés par M. E. Raguin au sud de Limoges, en 1927, résultent d'une phase ultérieure, avec des directions orthogonales.

Le plissement isoclinal et les mouvements tangentiels de la phase orogé-

nique essentielle et aussi le plissement secondaire qui a suivi sont des *mouvements paléozoïques antéstéphaniens presque certainement hercyniens*. On doit en conclure que les granites et granulites sont aussi presque certainement hercyniens.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Polarisation et mécanisme d'excitation de la raie* D *du sodium dans le ciel crépusculaire*. Note de MM. **Jean Bricard, Alfred Kastler** et **Robert Robley**, transmise par M. Jean Cabannes.

La forte exaltation de la raie jaune du ciel nocturne pendant l'aurore et le crépuscule, découverte par R. Bernard ([1]), montre que le rayonnement solaire qui traverse les hautes couches de l'atmosphère intervient dans le mécanisme d'excitation de la raie crépusculaire. Cette raie jaune a été identifiée avec le doublet $D_1 - D_2$ du sodium ([2]), ce qui a permis de conclure à l'existence d'atomes de sodium dans la haute atmosphère. R. Bernard avait indiqué deux mécanismes d'excitation possibles par le rayonnement solaire : soit une excitation de résonance optique d'atomes de sodium par les radiations jaunes du Soleil, ce qui situerait l'altitude de la couche luminescente vers 70 à 80^{km}; soit une excitation par un rayonnement ultraviolet pour lequel l'ozone atmosphérique est impénétrable, ce qui reporterait l'altitude de la couche vers 100 à 110^{km}. On sait en effet par des expériences de laboratoire que des composés de sodium peuvent subir sous l'influence de radiations ultraviolettes, une photodissociation avec émission de la raie D ([3]). L. Vegard ([4]) chercha à déterminer l'altitude de la couche luminescente en mesurant la variation d'intensité de la raie en fonction du temps pour des visées au zénith et à l'horizon. Les résultats ([5]) semblaient donner des arguments en faveur d'une excitation par un rayonnement ultraviolet arrêté par l'ozone, mais les mesures d'altitude les plus récentes ([6]) sont compatibles avec l'hypothèse d'une excitation par résonance optique.

En 1938 l'un de nous ([7]) avait fait remarquer que l'étude des caractères de la luminescence devait permettre de fixer le mécanisme d'émission : la

([1]) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 448.

([2]) J. Cabannes, J. Dufay et J. Ganzit, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 870; R. Bernard, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 928.

([3]) T. R. Hogness und J. Franck, *Zeitschr. für Physik*, 44, 1927, p. 26.

([4]) *Nature*, 145, 1940, p. 623.

([5]) L. Vegard et E. Tonsberg, *Geofysiske Publikasjoner*, 18, 1940, n° 1; L. Vegard et G. Kvifte, *Geof. Publ.*, 16, 1945, n° 7.

([6]) J. Dufay, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 690.

([7]) A. Kastler, *Procès-verbal des séances de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 1937-1938, p. 64.

photodissociation de composés sodiques par l'ultraviolet doit fournir une raie d'émission probablement large et ne présentant aucune polarisation ([8]). Au contraire, un mécanisme d'excitation par résonance optique doit fournir une raie très fine et légèrement polarisée lorsqu'on vise à angle droit du Soleil. Depuis lors la très grande finesse de la raie jaune corpusculaire a été mise en évidence en étudiant son absorption par la vapeur de sodium ([9]). Elle constitue un argument en faveur de l'hypothèse de résonance optique.

Pour acquérir une certitude il était nécessaire d'étudier l'état de polarisation de la raie crépusculaire. La théorie de la résonance optique et les mesures de laboratoire ([10]) indiquent qu'en lumière naturelle excitatrice, cette polarisation ne doit être que de l'ordre de 9 % pour l'ensemble des deux composantes D_1 et D_2. Or au moment du crépuscule la raie est toujours accompagnée d'un fond continu important très fortement polarisé, dont la présence est gênante. Nous avons essayé de mesurer la polarisation de la raie en comparant le contraste des deux systèmes de franges de Savart fournies par deux glaces de verres également inclinées autour de deux axes croisés, associées à un polariscope Savart-Lyot. Nous avions montré avec cette méthode ([11]) que les radiations monochromatiques verte et rouge du ciel nocturne ne sont pas polarisées.

Appliquée à la raie jaune crépusculaire, elle n'a pas donné de résultat net : l'inégal affaiblissement du fond par les deux glaces, dû à sa polarisation, crée des noircissements dissymétriques des deux plages photographiques, ce qui modifie le contraste des franges. Nous avons éliminé ce fond en projetant les franges de Savart données par les deux glaces sur la fente d'un spectrographe à la fois lumineux et très dispersif, construit dans ce but, comportant un train de quatre gros prismes de flint de 60° d'angle, suivis d'un objectif de chambre catoptrique du type Arnulf-Lyot ([12]) ouvert à F/2. Il est nécessaire d'opérer en fente large, d'une part pour distinguer nettement les franges de Savart sur l'image de la raie, et d'autre part pour supprimer les franges que le fond continu présenterait en fente fine. En photographiant le spectre sur plaques Kodak D 103 *a* nous avons pu constater une dissymétrie très nette du contraste des franges sur les images monochromatiques de la fente correspondant aux deux glaces inclinées. Le sens et la grandeur de la dissymétrie correspondent au sens

---

([8]) A. C. G. MITCHELL, *Zeitschr. für Physik*, **49**, 1928, p. 228.

([9]) A. KASTLER, *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 530; J. BRICARD et A. KASTLER, *Annales de Géophysique*, **1**, 1944, p. 53.

([10]) N. P. HEYDENBERG, L. LARRICK, et A. ELLETT, *Phys. Rev.*, **40**, 1932, p. 1041; A. C. G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge, 1934, p. 272, 276 et 294.

([11]) J. BRICART et A. KASTLER, *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1555; *Annales de Géophysique*, **3**, 1947, p. 308; *Physical Society Gassiot Committee Report*, 1948, p. 70.

([12]) A. ARNULF et B. LYOT, *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 1480; A. ARNULF, *Annales d'Astrophysique*, **6**, 1943, p. 21.

et à l'ordre de grandeur de la polarisation prévue pour excitation de résonance optique. Le mécanisme d'excitation nous paraît donc hors de doute et situe la couche émissive d'atomes de sodium à une altitude d'environ 80^{km}. Nous avons pu aboutir à ce résultat en profitant de la longue durée des crépuscules de haute latitude à la station d'Abisko (68° latitude Nord), grâce à l'hospitalité des autorités suédoises.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *L'accélération ontogénétique au cours de l'édification de l'appareil à latex de* Chelidonium majus *L.* Note de MM. **Fernand Pellissier** et **Lionel Lacrotte**, présentée par M. Roger Heim.

Nous avons révélé récemment les images initiales de la morphogénèse sécrétrice chez *Chelidonium majus* L. ([1]).

L'édification des quatre premiers laticifères cloisonnés s'opère à partir de points initiaux (localisés au niveau du collet morphologique) et dont la progression *nodifuge* (vers l'hypocotyle et les cotylédons d'une part, et en direction de la racine d'autre part) est à la fois *tardive* et *discontinue*.

Nous pouvons assimiler ces quatre *cordons* distincts à autant d'unités sécrétrices indépendantes, *correspondant par paires à chacune des deux premières unités morphologiques cotylédonaires*.

L'étude des phases ultérieures de la différenciation des laticifères, dans les cotylédons et dans les trois premières feuilles épicotylées, nous a conduits à considérer l'appareil sécréteur comme formé de systèmes distincts.

Comme dans la trachéogénèse, on reconnaît des unités du premier ordre correspondant aux nervures primaires, des cordons du deuxième ordre édifiés sur les précédents et correspondant aux nervures secondaires, etc.

Enfin, parmi les systèmes de même ordre, on peut distinguer une hiérarchisation dans le rang d'apparition.

Toutefois ces divers systèmes élémentaires ne se subordonnent pas de la même manière dans les phyllorhizes constitutives des limbes des feuilles successives :

1° Dans les feuilles cotylédonaires, les systèmes sécréteurs élémentaires prennent naissance, de la base au sommet et du centre vers la périphérie suivant la hiérarchie de leur ordre d'abord, de leur rang ensuite; l'on constate seulement leur subordination de plus en plus rapide.

2° Chez la première feuille épicotylée (feuille unilobée) la première ébauche de morphogénèse sécrétrice prend naissance dans la région nodale basolimbaire. Là s'élaborent, non pas le système du premier ordre et du premier rang correspondant à la nervure médiane, mais *deux unités sécrétrices correspondant aux deux nervures latérales* (1er ordre, 2e rang).

Par la suite, les phénomènes sont de la même qualité mais plus rapides encore que chez les feuilles cotylédonaires.

([1]) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 908.

L'accélération se traduit ici par l'édification d'unités de rang $n+1$ avant l'ébauche d'unités de rang n.

3° Au sein de la deuxième feuille épicotylée (feuille trilobée) les manifestations initiales de la laticiférogénèse prennent leur départ *au-dessus* de la région baso-limbaire.

Dans les lobes latéraux d'abord, dans le lobe médian ensuite, s'édifient les unités sécrétrices des deuxième, troisième et quatrième ordre (logés dans les profondes échancrures interlobaires) avant même la formation des systèmes du deuxième ordre.

Au cours d'un deuxième stade, l'ontogénèse sécrétrice affecte les unités du premier ordre latérales, unités d'abord (2e rang), unité médiane ensuite (1er rang).

4° La troisième feuille épicotylée et les suivantes (pentalobées) offrent leurs premières images de différenciation sécrétrice dans *la zone marginale apico-lobaire*, et, plus précisément au niveau des échancrures délimitant (dans les lobes latéraux d'abord, médian ensuite) des lobules plus ou moins saillants.

L'étude de ces architectures permet d'y reconnaître des *systèmes nodaux distincts d'ordre et de rang numériquement très élevés et dont le point initial a affecté un étage nodal supérieur* [progression ascensionnelle (2)].

En résumé, les premières étapes de la morphogénèse sécrétrice, basales dans les premières phyllorhizes, deviennent progressivement apicales dans les suivantes.

Ces édifices où l'on reconnaît toujours les unités élémentaires, traduisent dans leur subordination de la base au sommet de la plantule, une accélération ontogénétique extraordinairement accusée et dont le mécanisme est tributaire de *trois facteurs entrant en jeu progressivement.*

a. Construction de systèmes de rang $n+x$ avant ceux de rang n.

b. Naissance d'unités d'ordre $n+x$ avant celles d'ordre n.

c. Progression ascensionnelle du point initial, lequel affecte non point le nœud d'insertion de la nervure correspondante, mais un étage nodal supérieur.

En un mot, l'interaction de ces trois facteurs est inexistante dans les unités cotylédonaires, appréciable dans la première feuille épicotylée; elle atteint son suprême degré à partir de la troisième feuille.

APICULTURE. — *Comportement des Abeilles de la Guinée française, importées pour la première fois à Paris*. Note de M. **Maurice Mathis**, présentée par M. Émile Roubaud.

Dans une Note précédente (1) nous avons montré les avantages de la ruche François Huber modifiée, pour le transport des abeilles à longue distance : Tunis-Alger, Tunis-Paris, etc.

---

(2) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 197-199.

(1) Sur quelques modifications de la ruche en « livre » de François Huber pour le transport des abeilles à longue distance (*C. R. Soc. de Biologie*, CXLII, juin 1948, p. 828).

Chargé par le Gouverneur général de l'A. O. F. d'une mission pour l'étude des abeilles de l'Afrique tropicale, il nous a paru digne d'intérêt d'éprouver à nouveau la valeur de notre technique en essayant de transporter une colonie d'abeilles, de Guinée en France.

L'apiculture en Guinée, uniquement pratiquée par les captifs des Peuhls, se réduit à une technique très simple : une ruche constituée par un cylindre creux d'environ 70^{cm} de longueur, 20 à 30 de diamètre, en paille ou en bambou tressé est posée horizontalement entre les fourches maîtresses d'un Néré, *Parkia biglobosa*; très rapidement un essaim s'y installe. A certaines époques, variables selon les régions et qu'une longue observation a précisées, le paysan africain enflamme une torche de paille, brûle à la nuit les abeilles et s'empare de la totalité des gâteaux de cire qu'il écrase dans une calebasse. En dépit de ce procédé barbare, pratiqué depuis des siècles et qui détruit annuellement une quantité d'abeilles que l'on peut estimer, pour le moins, à une quarantaine de tonnes, le *cheptel ailé* se reconstitue de lui-même chaque année. On ne peut pas parler dans ces conditions d'une domestication de ces abeilles tropicales. Elles sont, malgré tout, parfaitement maniables, au même titre que les abeilles européennes.

A notre passage à l'Institut Pasteur de Kindia (Pastoria), nous avons transvasé dans une ruche F. Huber de transport, une petite colonie d'abeilles spontanément établie à l'intérieur d'une noix de coco. Après avoir capturé la reine et fixé un gâteau de cire au cadre central de la ruche, nous avons, sans difficultés, réussi à faire passer les abeilles dans cette nouvelle installation.

Les abeilles ainsi enruchées se sont comportées comme toutes celles que nous avons eu l'occasion de manipuler en France et en Afrique du Nord : équidistance des gâteaux de cire, réaction à la fumée, sécrétion de cire, etc. Les temps d'évolution des insectes aux différents stades de leur développement feront l'objet d'un travail ultérieur.

Transport des abeilles. — Notre colonie ayant été enruchée en mars, au début de notre voyage qui comportait la visite de toute la Guinée, de Conakry à Kankan, avec une pointe dans le Nord jusqu'à Mali, nous avons été dans l'obligation de lui faire parcourir plus de 1 000^{km} en camion et 4000 en avion, pour l'amener à Paris en mai. Au cours de ce long périple, la colonie s'est développée normalement, si nous tenons compte des temps morts : réclusion totale (souvent de plusieurs jours), dépaysement, chocs, températures défavorables, etc.

Comportement des abeilles à Paris. — Dès notre arrivée, nous avons ouvert les trous de vol de notre ruche, à l'Institut Pasteur. Les abeilles sont immédiatement sorties, malgré le temps froid (13°-15° C) et, après des vols de repérage absolument identiques à ceux de nos abeilles métropolitaines, sont parties à la recherche de pollen et de nectar sur les arbres voisins en pleine floraison : marronniers et acacias; moins de deux heures après leur libération, des abeilles rentraient chargées, à la ruche.

Il a été décrit deux variétés d'abeilles de l'Afrique tropicale : *Apis mellifica unicolor*, toute noire : *Apis mellifica adansoni*, jaune d'or. Les deux variétés se rencontrent dans notre colonie : bien que filles de la même reine, jaune d'or, les abeilles sont les unes noires, les autres à l'abdomen jaune d'or. Les mâles des diverses colonies que nous avons examinées présentent toute la gamme des coloris. Il y a là sans doute un fait d'hybridation, ainsi qu'il est couramment constaté chez nous, entre abeilles italiennes et abeilles noires communes, par exemple. Par sélection, il sera vraisemblablement possible d'obtenir les deux races à l'état pur et d'étudier leurs caractéristiques biologiques respectives.

Quoi qu'il en soit, le comportement de ces abeilles tropicales semble jusqu'ici rigoureusement identique à celui que nous connaissons. Leur transport à plus de 4000^{km} vers le Nord, effectué dans d'excellentes conditions à l'aide de la ruche François Huber modifiée, nous permet d'espérer un acclimatement facile en France et en Europe. Toutefois leur résistance hivernale doit être contrôlée.

L'utilisation métropolitaine des abeilles africaines serait d'autant plus souhaitable que l'on déplore chaque année des pertes de plus en plus considérables dans notre cheptel ailé, par suite de l'utilisation intempestive et, le plus souvent maladroite, des merveilleux insecticides modernes. Ainsi, les abeilles de la Guinée française, abondantes et si actives dans leur pays d'origine, pourraient venir opportunément combler les vides, dans les ruchers des apiculteurs de la Métropole et probablement de toute l'Europe.

NUTRITION. — *Les effets nocifs des teneurs élevées en linoléate de méthyle et en huile de tournesol dans l'alimentation du Rat.* Note de MM. **Arthur Hirsch** et **Raymond Jacquot**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Depuis 1925, l'attention des physiologistes est attirée sur les accidents provoqués par un excès d'huile de foie d'animaux marins dans le régime de différents Mammifères. Une mise au point de la question, complétée par d'intéressantes données personnelles, a été récemment publiée par Cormier (¹). Ces troubles, parfois mortels, sont multiples : arrêt de croissance, dystrophie musculaire, atrophie des testicules. Les hypothèses les plus variées ont été formulées quant à la causalité de ces accidents qui s'apparentent à l'avitaminose E. Si certains auteurs les attribuent à l'insaponifiable, d'autres rendent responsable la fraction correspondant aux acides gras désaturés. On est alors en droit de se demander s'il s'agit d'une action spécifique des acides désaturés d'huile de poisson ou si tous les acides désaturés possèdent les mêmes propriétés nocives. C'est ce que nous avons tenté de résoudre en utilisant un ester obtenu au laboratoire, le linoléate de méthyle, et une huile végétale riche en linoléine,

---

(¹) *Bull. Soc. Chim. biol.*, 30, 1948, p. 921.

l'huile de tournesol. Pour entreprendre une étude systématique, nous avons utilisé des régimes synthétiques équilibrés et nous avons expérimenté sur le Rat blanc.

L'expérience a porté sur 27 animaux de souche Commentry (24 ♂ et 3 ♀) pesant au départ une cinquantaine de grammes. Ces rats ont été répartis en cinq lots et soumis aux régimes suivants :

1. Régime carencé en acides gras essentiels;
2. régime couvrant le besoin minimum en acides gras essentiels;
3. régime à 5 % de linoléate de méthyle;
4. régime à 15 % d'huile de tournesol, soit 9 % de linoléine;
5. régime à 15 % d'huile de tournesol + excès de vitamine E.

La composition des rations était la suivante :

Régimes.	1.	2.	3.	4.	5.
Caséine	20	20	20	20	20
Sels (²)	5	5	5	5	5
Saccharose	75	75	70	60	60
Linoléate	0	0,3	5	0	0
Huile de tournesol	0	0	0	15	15
Tocophérol	0,004	0,004	0,004	0,004	0,104

On ajoutait à tous les régimes les vitamines suivantes en proportions constantes et optima : B1, B2, PP, B6, acides pantothénique, folique, *p*-aminobenzoïque, choline, cystine, carotène et calciférol. L'étude a porté sur la croissance et l'état général. Au bout de trois mois et demi, les résultats sont les suivants :

Tous les animaux du lot 1 sont morts après avoir présenté les troubles décrits par Burr et Burr.

Les rats du lot 2 ont une croissance normale, sans aucun symptôme pathologique.

Le lot 3 accuse deux paralysies des pattes postérieures dont l'une mortelle après deux mois et demi.

Quatre rats du lot 4 sont morts après avoir manifesté des accidents multiples : fourrure anormale, paralysie du train arrière, atrophie testiculaire.

Les femelles du lot 5 sont normales et, maintenues au même régime, demeurent en vie pendant dix mois sans troubles apparent.

Cette étude préliminaire montre que les acides désaturés peuvent à partir d'un certain taux devenir des facteurs de mauvaise nutrition et déséquilibrer la ration. Les troubles qu'ils entraînent sont prévenus par ingestion de doses élevées de tocophérol.

Dans le cas où les acides désaturés constitueraient un simple aliment énergétique, nous voyons que l'organisme ne saurait sans danger en métaboliser un trop grand excès. Si l'on admet que ces acides gras essentiels, l'acide linoléique

---

(²) Mélange 81 de McCollum.

en premier, sont assimilables à des facteurs vitaminiques, notre étude met en évidence l'existence d'une hypervitaminose F, au même titre qu'il existe des hypervitaminoses A ou D. Cette hypervitaminose F ressemble par plus d'un point aux accidents causés par l'huile de foie de poisson. Le mécanisme du rôle toxique de telles huiles n'est pas complètement élucidé, il peut d'ailleurs relever de plusieurs facteurs. Mais en ce qui regarde leur fraction désaturée, nous croyons pouvoir dire qu'elle ne possède pas une action spécifique, puisque des acides désaturés de synthèse ou d'origine végétale provoquent des troubles semblables dont les manifestations s'apparentent également à celles de l'avitaminose E.

Le pouvoir toxique de la liaison désaturée est chose établie pour les microorganismes (3), cette notion semble devoir être étendue aux Mammifères. D'autre part, nous avons déjà précisé notre conception du terme *antivitamine* dans le domaine alimentaire : présente une propriété antivitaminique toute substance qui, *ajoutée à une ration équilibrée, la transforme en régime carencé et provoque ainsi des avitaminoses plus ou moins spécifiques* (4). Selon cette définition, l'acide linoléique à dose élevée semble jouer le rôle d'une antivitamine E.

Conclusions. — Le linoléate de méthyle et l'huile de tournesol qui, à faible dose, sont indispensables dans le régime du Rat, provoquent à taux élevé des troubles manifestes. Ces accidents sont prévenus par un supplément de tocophérol. Si l'on admet que l'acide linoléique est un facteur vitaminique, nous avons mis en évidence l'existence d'une hypervitaminose F.

PHARMACODYNAMIE. — *Activité sympathicolytique et toxicité de la corynanthéine et de la corynanthine*. Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La corynanthine et la corynanthéine appartiennent à un même type chimique mais possèdent, la première, un, la seconde, deux méthoxyles. Bien que la formule complète de constitution de la corynanthéine n'ait pas encore été établie, celle qu'a proposée Goutarel devant être tenue pour inexacte, la comparaison des effets physiologiques de cet alcaloïde et de ceux de la corynanthine présente un incontestable intérêt pour la pharmacodynamie. Pratiquées d'abord avec un chlorhydrate dont le pouvoir rotatoire variait quelque peu, puis avec un tartrate à pouvoir rotatoire bien établi et constant, nos expériences nous ont montré que la corynanthéine est douée d'une activité sympathicolytique majeure se traduisant par l'inversion des effets hypertenseurs des doses moyennes des amines sympathicomimétiques vraies (adrénaline, adrénalone, dioxyéphédrine, éthylnoradrénaline, etc.), par le renforcement de l'hypotension produite par les doses minimales de ces mêmes amines et plus particuliè-

(3) *C. R. Soc. Biol.*, séance du 6 mars 1947.
(4) *Ann. Nutrit.*, 1, 1947, p. 463.

rement de la dioxyéphédrine et de l'éthylnoradrénaline (1), par la réduction de l'action hypertensive des amines pseudosympathicomimétiques (éphédrine, sympatol, etc.), par la diminution pouvant aller jusqu'à l'abolition de l'élévation de pression provoquée par l'occlusion carotidienne, par l'inversion de la hausse de tension causée par la faradisation du Splanchnique (2).

Quant à la toxicité de la corynanthéine, les essais que nous avions pratiqués jadis avec le chlorhydrate de cette base nous avaient amené à conclure qu'elle est supérieure à celle de la corynanthine. Depuis lors, Goutarel et ses collaborateurs ont prétendu qu'elle est, au contraire, moins élevée que celle de cette dernière. Nous avons donc été amené à déterminer avec précision, chez la Grenouille rousse, la dose léthale 50 % du chlorhydrate de corynanthine et du tartrate de corynanthéine.

Nos premiers essais, pratiqués en décembre 1948 (température du laboratoire, 20-21°) ont donné les résultats suivants :

Dose en γ par gramme.	*Tartrate de corynanthéine.* Morts après 24 heures.	Survies après 24 heures.	Pourcentage de mortalité après 24 heures.	*Chlorhydrate de corynanthine.* Morts après 24 heures.	Survies après 24 heures.	Pourcentage de mortalité après 24 heures.
225.........	20	20	50	12	28	30
250.........	22	18	55	16	24	40
275.........	40	0	100	36	4	90

Nos seconds essais, faits en avril 1949 (température du laboratoire, 17-18°), ont abouti aux constatations que voici :

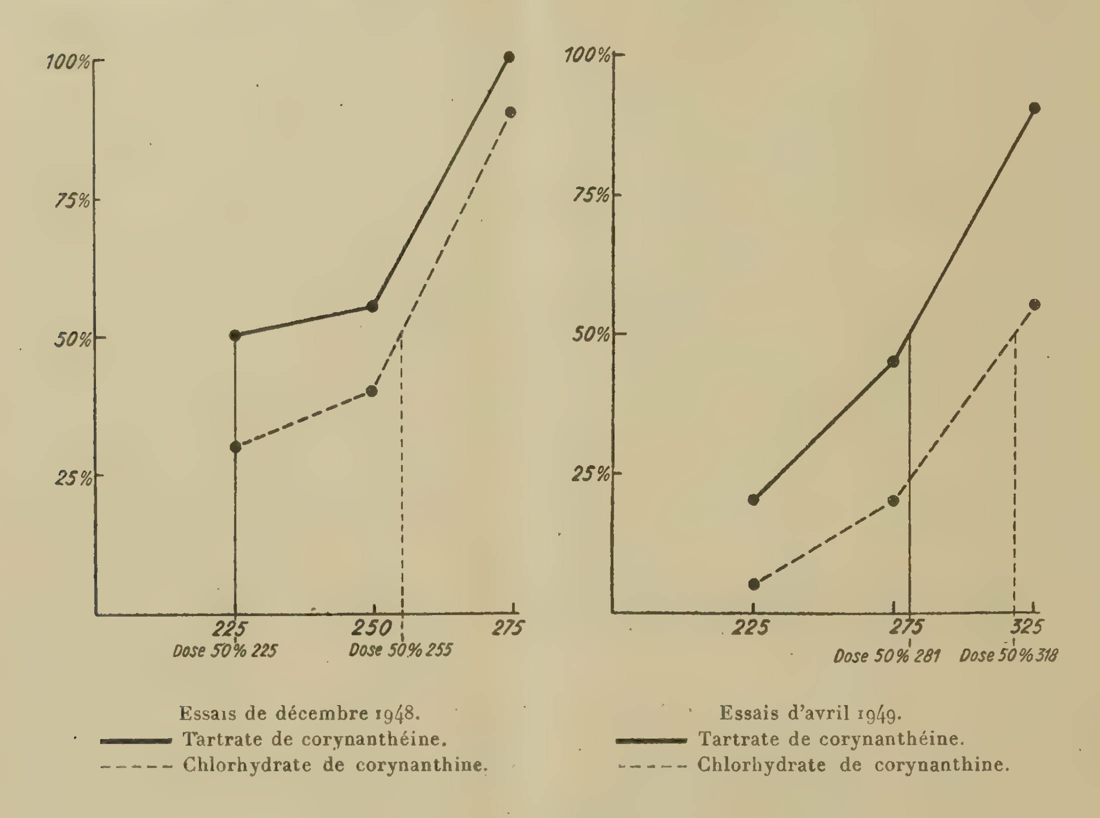
Tartrate de corynanthéine.

Dose en γ par gramme.	Morts après 24 heures.	Morts après 240 heures.	Survies après 24 heures.	Survies après 240 heures.	Pourcentage de mortalité après 24 heures.	Pourcentage de mortalité après 240 heures.
225.........	8	32	32	8	20	80
275.........	18	36	22	4	45	90
325.........	36	40	4	0	90	100
Chlorhydrate de corynanthine.						
225.........	2	2	38	38	5	5
275.........	8	8	32	32	20	20
325.........	22	22	18	18	55	55

(1) Ce renforcement, récemment signalé comme nouveau (R. HAZARD et al., *C. R. Soc. Biol.*, **141**, 1947, p. 123), a été décrit par nous dès 1932 (*Arch. internat. de Pharmacodyn.*, **43**, 1932, p. 297).

(2) Produite assez facilement par la yohimbine, l'iso-yohimbine de Warnat (α-yohimbine de Lillig) et l'allo-yohimbine, cette inversion s'obtient moins aisément avec la corynanthine et la δ-yohimbine, plus difficilement encore avec la corynanthéine.

Après 24 heures, la dose léthale 50 % du chlorhydrate de corynanthine est donc, dans les deux essais, supérieure de 13 % à celle du tartrate de corynan-



Essais de décembre 1948.
——— Tartrate de corynanthéine.
- - - - - Chlorhydrate de corynanthine.

Essais d'avril 1949.
——— Tartrate de corynanthéine.
- - - - - Chlorhydrate de corynanthine.

thine. Au bout de 10 jours, le nombre des animaux morts est resté le même pour ceux qui ont été intoxiqués par le chlorhydrate de corynanthine, mais s'est considérablement élevé pour ceux qui ont été soumis à l'action du tartrate de corynanthéine, de telle sorte que l'écart entre les doses léthales des deux substances dépasse alors de beaucoup ce qu'il était après 24 heures. La corynanthéine est donc, chez la Grenouille rousse, plus toxique que la corynanthine.

MICROBIOLOGIE. — *Virulence du* Mycobacterium tuberculosis *souche* 607. Note de MM. **Constantin Levaditi**, **Aron Vaisman** et **Pierre Lévy**, transmise par M. Gaston Ramon.

Il nous a été donné de constater qu'une souche de *Mycobacterium tuberculosis* 607, réputée dépourvue de virulence, se révèle, dans certaines conditions, capable de provoquer chez les animaux d'expériences des lésions souvent mortelles.

Caractéristiques et origine de la souche 607. — Cette souche acido-résistante [qui nous a été envoyée par M. Freedlander du Mont Zion Hospital (San

Francisco)] se développe abondamment en 24 heures sur gélose simple. Son origine est obscure. On peut lire son histoire dans Tobie (1), histoire imprécise depuis que la souche fut introduite par Novy aux États-Unis (1888). Elle fait partie de la *Collection de culture type* (*A. T. C. C.*). Sa parenté avec le *Mycobacterium segmatis* a été révélée par Gordon et par Kelner et Morton (2). Elle ressemble fortement au bacille de segma (Tobie). Son innocuité est universellement reconnue.

Recherches personnelles. — I. *Souris.* — 1° Virulence. Inoculation intraveineuse de 1mg culture sur gelose : *a. âgée de 40 jours :* Mortalité 0 %. Les animaux sont sacrifiés entre 15 et 53 jours, alors qu'ils présentaient des signes d'encéphalite (agitation, tremblements de la tête, roulement bilatéral, parésies, paralysies); *b. culture âgée de 48 heures :* Mortalité 100 % (entre 5 et 7 jours, 55 %; entre 10 et 15 jours, 45 %) (3). Mêmes phénomènes morbides que ceux décrits ci-dessus.

2° Examen histologique. — *Nevraxe.* — Méningite, périvascularite, et, surtout, présence, dans 88 % des cas, de nombreux abcès miliaires (polynucléaires partiellement caryolysés au centre, monocytes à la périphérie, tendance à l'enkistement), abcès fortement bacillifères (++ à +++=80 %). Bactéries filamenteuses et souvent à disposition radiaire. *Rein* : mêmes abcès riches en bacilles acido-résistants dans la corticalité (glomérules) et dans les papilles (100 % des cas). *Poumon*: petits abcès miliaires bactériens dans 66 % des cas. *Rate et foie* : pauci-bacillose.

Il en résulte que *les cultures fraîches de la souche* 607, *inoculées par voie sanguine à la Souris, provoquent des symptômes encéphalitiques et la mort par suite de la formation d'abcès miliaires bacillifères dans le névraxe, le rein et le poumon* (*lésions différentes de celles qui sont déclenchées par le* mycobacterium tuberculosis *virulent* (*humain ou bovin*).

II. *Cobaye* [inoculation intraveineuse; mort en 4 à 6 jours, avec des lésions rénales (4)].

III. *Lapin* (inoculation transcrânienne mort en 5 jours, par méningite bacillifère).

Essais de traitement. — Si l'acide *p*-amino-salycilique se révèle inopérant, par contre la streptomycine (2000 U par jour) détermine la survie (30 et 57 jours) des souris dans 100 % des cas (*cf.* tableau I) (5).

---

(1) *Amer. Rev. Tuberc.*, 58, 1948, p. 693.

(2) *Proced. Soc. Exp. Biol. Med.*, 63, 1946, p. 227.

(3) Cultures positives (sang, rein) chez certaines souris mortes.

(4) Ces lésions ressemblent à celles décrites par Laporte [*Ann. Inst. Pasteur*, 65, (II), 1940 p. 282], (souche P, isolée par Piechaud).

(5) Cultures négatives.

Souris.	Mortalité (%).	Cerveau Abcès (%).	Cerveau B. K. (%).	Rein Abcès (%).	Rein B. K. (%).	Poumon Abcès (%).	Poumon B. K. (%).
Témoins	100	88	++ à ++++ / 88	100	++ à ++++ / 100	66	+ à ++++ / 65
Streptomycine 30 jours	0	100	+−− à +− / 75	0	0 / 88	75	0 à +− / 88
Streptomycine 57 jours	0	Encéphalite / 100	+− à +++ / 100	0	0 / 50	Follicules / 66	0 à +−− / 100

Il est à remarquer que les souris traitées offrent des signes nerveux identiques à ceux des témoins, ce qui s'explique par la persistance des lésions névraxiques en voie de régression, alors que le rein est infiniment moins atteint. L'antibiotique agit donc mieux sur la bacillose rénale que sur les accidents cérébraux, en raison même de sa concentration dans le rein (voie d'élimination) et de sa faible pénétration dans le névraxe.

CONCLUSIONS. — *La souche du Mycobacterium tuberculosis* 607 *est pathogène pour la Souris, le Cobaye et le Lapin. La streptomycine se révèle thérapeutiquement efficiente chez les souris contaminées* (6).

MICROBIOLOGIE. — *Sur l'existence de formes submicroscopiques chez des bactéries de caractère banal* (Proteus) *et sur leur signification.* Note (*) de M. **Robert Tulasne** (1), transmise par M. André Boivin.

Dans une Note précédente (2), en collaboration avec R. et A. Minck, nous avons indiqué comment, sous des actions nocives diverses, de nombreuses bactéries peuvent conduire à des formes géantes, dont nous avons cherché à dégager la signification. Mais en travaillant avec une souche de *Proteus vulgaris* (N. P. 18), nous avons bientôt rencontré ce fait fort remarquable que sous l'action de la pénicilline, un même germe peut être susceptible de donner non seulement des formes géantes, mais des formes submicroscopiques.

Les formes submicroscopiques ont une histoire déjà longue. Découvertes avec le microbe de la pleuropneumonie des Bovidés, elles ont été retrouvées ensuite, dans diverses circonstances, spécialement dans les cultures de *Streptobacillus moniliformis* et de *Bacteroides funduliformis*. Chez ces deux bactéries, le passage est spontanément possible, dans les deux sens, des formes submi-

(6) Selon nos recherches, le *Mycobacterium smegmatis* se comporte comme la souche 607.

(*) Séance du 2 mai 1949.

(1) Avec l'assistance technique de Mlle Müller et Mme Leplingard.

(2) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1262.

croscopiques aux formes filamenteuses usuelles. Dans un mémoire de fin 1948, consacré à *Bacteroides funduliformis*, Dienes ([3]) indique que chez *Bacteroides* comme chez *Streptobacillus*, la présence de pénicilline dans le milieu favorise beaucoup la production de formes submicroscopiques (plus résistantes). L'auteur ajoute en passant — renvoyant pour les détails à des publications futures — que certaines souches de bacille de Pfeiffer, de bacille d'Eberth et de *Proteus* peuvent, elles aussi, donner des formes submicroscopiques sous l'effet de la pénicilline. L'essentiel de notre travail expérimental avait déjà été effectué lorsque vint à notre connaissance ce Mémoire de Dienes. Mais ce que nous savons des résultats de notre Collègue américain ne laisse pas de doute quant à l'identité des phénomènes étudiés dans nos deux laboratoires respectifs.

Semé sur gélose-sérum fortement pénicillinée (l'adjonction de sérum au milieu est nécessaire pour le développement des microcolonies, dont les germes constituants semblent présenter de grandes exigences biochimiques), notre *Proteus* donne la série habituelle des formes bacillaires, des formes filamenteuses, des *corps larges* (10 à 15^{μ}) avec évolution de la grande majorité de ces derniers vers la lyse. Pourtant, quelques-uns de ces corps larges (ils sont remarquables par l'abondance des granulations désoxyribonucléiques qu'ils renferment et dont chacune a approximativement la taille et l'aspect d'un noyau ordinaire de *Proteus*) échappent à la mort et vont engendrer autant de microcolonies. En 48 heures, les microcolonies atteignent 500^{μ} et, de ce fait, deviennent tout juste visibles à l'œil nu. Ces microcolonies sont formées d'éléments submicroscopiques que nous interprétons comme des bactéries presque complètement réduites à leur noyau ($0^{\mu},2$). Les microcolonies sont repiquables en série, par *application* sur gélose-sérum pénicillinée. Si le repiquage est effectué sur gélose sans pénicilline, on ne tarde pas à voir réapparaître des *Proteus*, normaux à tous points de vue, qui semblent germer à partir des éléments submicroscopiques de la microcolonie. Il s'agit de germes usuels quant à leur morphologie (taille et cytologie), quant à leurs faibles exigences biochimiques et à leur capacité de donner un abondant développement sur gélose ordinaire, quant à leur résistance relativement basse vis-à-vis de l'antibiotique, ce qui les distingue des éléments submicroscopiques, hautement résistants.

Comment interpréter ces passages, possibles dans les deux sens, des formes submicroscopiques aux formes normales et réciproquement?

La réponse nous est offerte par les auteurs (spécialement Demerec et son équipe) qui ont étudié le même problème chez de nombreux germes, en n'ayant envisagé, il est vrai, que les changements de résistance aux antibiotiques sans se préoccuper des variations morphologiques concomitantes. D'après ces auteurs, par sa présence ou son absence, un antibiotique ne pro-

---

([3]) *Journ. Bact.*, 56, 1948, p. 445.

voque en rien des mutations, mais agit comme agent de sélection sur des *mutations spontanées*. Nous pensons qu'il en va exactement de même dans notre cas et que les formes submicroscopiques du *Proteus* ne sont en rien créées par la pénicilline, mais seulement sélectionnées par elle.

Il est vraisemblable que la formation de tels éléments submicroscopiques est un phénomène général qui, avec plus ou moins de facilité, est capable de se manifester toutes les fois qu'une bactérie donne naissance à des *corps larges*, soit spontanément, soit sous l'effet d'une action nocive appropriée. A ce point de vue, les antibiotiques ont été étudiés jusqu'à maintenant, mais il ne faudra pas perdre de vue l'effet éventuel des corps sulfamidés et des anticorps.

Les éléments submicroscopiques consécutifs à l'action de la pénicilline représentent des formes de résistance à cet antibiotique, encore qu'ils puissent aisément repasser aux formes normales dès que l'antibiotique se trouve écarté. Il y a là un point qui mérite hautement de retenir l'attention de ceux qui se penchent sur le mécanisme de la thérapeutique antibiotique des infections. Mais ce n'est pas tout. La vieille question de l'existence de formes filtrantes chez des bactéries comme le *bacille de Koch* et le *tréponème* (formes filtrantes qui pourraient présenter des potentialités pathogènes spéciales) se trouve remise en discussion. Un gros travail de microbiologie et de pathologie infectieuse expérimentale va ainsi s'offrir à la curiosité des travailleurs : 1° faire l'inventaire des espèces bactériennes susceptibles de donner des éléments submicroscopiques; 2° préciser, éventuellement, les propriétés pathogènes spéciales à ces éléments.

IMMUNOLOGIE. — *Sur le mécanisme de l'immunisation de la jument mulassière par son produit, et le passage des anticorps antimulet chez son muleton.* Note de M. **Abel Brion**, transmise par M. Gaston Ramon.

Les travaux de Caroli et Bessis ([1]), ainsi que nos propres recherches ([2]), ont montré que l'ictère du muleton nouveau-né est dû à l'hémolyse provoquée chez ce dernier par des anticorps antimulet formés par la jument mulassière qui s'immunise, au cours de gestations antérieures, contre son produit, appartenant à une espèce zoologique différente.

Cependant le mécanisme de cette immunisation, ainsi que celui du passage des anticorps chez le muleton, restent à préciser.

La traversée transplacentaire de l'antigène-mulet dans le sens fœtus-mère, et des anticorps antimulet dans le sens mère-fœtus, est problématique. En effet, la jument appartient, au point de vue placentation, au groupe I de Grosser,

([1]) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 969-971.
([2]) *Rev. Path. Comp.*, 52, 1947, p. 317-321.

c'est-à-dire que son placenta, diffus, est du type épithélio-chorial. Sept couches de tissus s'interposent entre le sang maternel et le sang fœtal, rendant aléatoire le passage de grosses molécules albuminoïdes comme celles qui sont le support de l'antigène et des anticorps, vraisemblablement attachées, par ailleurs, aux hématies, en ce qui concerne l'antigène. Quant au passage transplacentaire des anticorps, il est démontré qu'il est toujours minime, même dans les cas les plus favorables, comme celui des antitoxines diphtérique ou tétanique, et requiert une hyperimmunisation de la jument gestante.

D'autres points demeurent encore obscurs dans l'ictère du muleton. Pourquoi, puisqu'il s'agit d'une hétéro-immunisation, seulement 5 à 10 % des juments mulassières sont-elles immunisées, ou tachées de jaunisse, selon l'expression des éleveurs ? Pourquoi cette immunisation ne se produit-elle pas au cours d'une première gestation? Pourquoi, si les anticorps franchissent le placenta, l'hémolyse ne se produit-elle pas chez le fœtus ? Pourquoi, si l'on admet que cette hémolyse est déclenchée seulement par le refroidissement du muleton à sa naissance, selon un phénomène de Donath et Landsteiner, l'ictère n'apparaît-il qu'au bout d'un certain temps, qui n'est presque jamais inférieur à 12 heures ?

Nous pensons pouvoir répondre à ces questions en faisant ressortir quelques constatations que nous avons faites au cours de ces deux dernières années, et que nous résumons ci-dessous.

Il est de règle d'observer chez la jument mulassière qui donnera, à sa mise-bas, un produit ictérique, une montée de lait passagère, au cours des derniers mois de sa gestation. Il arrive même que de telles juments, tachées de jaunisse, avortent à ce moment.

Le muleton ictérique a souvent, à sa naissance, un développement insuffisant, et donne l'apparence d'un avorton de 10 ou 11 mois.

Le taux des agglutinines maternelles ne s'élève qu'en fin de gestation, et surtout présente une brusque augmentation après la montée de lait transitoire.

Le colostrum de la jument agglutine les hématies du muleton à une dilution plus élevée que ne le fait son sérum. Ce titre baisse rapidement, et, au bout de quelques jours, n'atteint que rarement 1/16, titre en dessous duquel nous considérons, par nos observations, que le lait n'est plus dangereux.

Le muleton issu d'une mère tachée de jaunisse demeure indemne si on ne lui permet pas de téter sa mère pendant au moins 48 heures. Par contre, restant en parfaite santé, malgré sa soi-disant tache originelle, tant qu'il est soustrait à l'allaitement maternel, il contracte l'ictère si on le remet prématurément avec sa mère, dans un délai inférieur à 12 heures, quand le taux des agglutinines du lait est supérieur à 16.

Tout ceci nous amène aux conclusions et hypothèses suivantes :

1° La jument ne s'immunise que si elle absorbe des hématies de mulet, lesquelles ne peuvent passer dans sa circulation qu'à la faveur d'une plaie utérine. Celle-ci peut se produire lors d'un accouchement, au moment de la séparation de la muqueuse utérine et du chorion; ou bien au cours d'une gestation pendant laquelle survient, sous l'influence de causes diverses, un léger décollement placentaire, insuffisant pour provoquer la mort et l'expulsion

du fœtus, mais qui retarde souvent son développement. De tels décollements sont annoncés par la montée de lait passagère, et sont, soit la cause, soit la conséquence, d'une baisse de la folliculinémie cessant de freiner l'action galactogène anté-hypophysaire. Leur pourcentage explique le petit nombre des juments qui s'immunisent. Un utérus ainsi rendu fragile aura par la suite tendance à se décoller à nouveau du chorion lors de gestations postérieures. L'immunisation de la jument se trouvera alors renforcée; mais sans un tel incident, la jument tachée de jaunisse peut très bien avoir un produit sain, ce que l'on observe parfois.

2° Le passage d'anticorps anti-mulet peut exceptionnellement se produire de la jument au fœtus avant la naissance, ou au moment de l'accouchement quand le chorion se détache prématurément. Dans de tels cas, l'ictère est précoce. Mais, dans la plupart des cas, le passage transplacentaire d'anticorps n'a pas lieu, et le muleton ingère ces derniers avec le colostrum et le premier lait; on sait que son intestin est alors très perméable aux protéides. Le danger d'ictère cesse quand le taux des anticorps est tombé dans le lait, et que la muqueuse intestinale du jeune a perdu de sa perméabilité. En général ce moment est atteint en 2 jours au moins et 5 jours au plus. Il s'ensuit une méthode de prophylaxie de l'ictère du muleton qui, mise en pratique, s'est révélée très efficace.

A 15h30m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La délégation française à l'Assemblée du *Conseil international des Unions scientifiques* qui doit se tenir à Copenhague du 14 au 16 septembre 1949 dans les locaux de l'*Académie Royale de Danemark*, est constituée ainsi qu'il suit : *Mathématiques :* MM. **Émile Borel**, **Gaston Julia**; *Mécanique :* M. **Joseph Pérès**; *Astronomie :* M. **André Danjon**; *Géographie :* M. **Emmanuel de Martonne**; *Géodésie et Géophysique :* M. **Pierre Tardi**; *Physique :* MM. **Jean Cabannes**, **Pierre Fleury**; *Radiotélégraphie :* MM. **Camille Gutton**, **Pierre Lejay**; *Chimie :* M. **Raymond Delaby**; *Géologie :* M. **Paul Fallot**; *Cristallographie* : M. **Jean Wyart**; *Sciences biologiques :* MM. **Louis Blaringhem**, **Louis Fage**, **Albert Demolon**, **Paul Vayssière**.

La séance est levée à 16h.

R. C.